

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE „PHOTOFLUX”

EEN LICHTBRON VOOR FOTOGRAFISCHE MOMENTOPNAMEN.

door J. A. M. v. LIEMPT en J. A. DE VRIEND.

Samenvatting. De „Photoflux” is een lichtbron, geschikt voor het maken van fotografische momentopnamen; zij bestaat uit een met zuurstof gevulde ballon, waarbinnen een lange draad van een lichtontvlambaar metaal tot ontbranden kan worden gebracht. De methoden worden besproken volgens welke de ontwikkelde lichthoeveelheid, en de lichtintensiteit als functie van de tijd zijn gemeten.

Inleiding

De fotografie is thans meer dan een eeuw oud en bijna even lang heeft men steeds getracht om op tijdstippen, dat het natuurlijke zonlicht ons ontbreekt of onvoldoende is, de beschikking te hebben over kunstlichtbronnen, die het fotografeeren ook dan mogelijk maken. De kunstlichtbronnen, waarover de fotograaf tegenwoordig kan beschikken, vallen in twee groepen uiteen, nl.:

- 1) lichtbronnen voor atelierverslichting, waarmee men vele opnamen na elkaar kan maken,
- 2) lichtbronnen, die men slechts éénmaal kan gebruiken en die dan gedurende een korte tijd een zeer intensief licht ontwikkelen, zooals ook tot uitdrukking komt in de gebruikelijke benaming: bliksemlicht.

Een lichtbron van de onder 2) genoemde soort is bij uitstek geschikt voor momentopnamen en moet o.a. aan de volgende eischen voldoen:

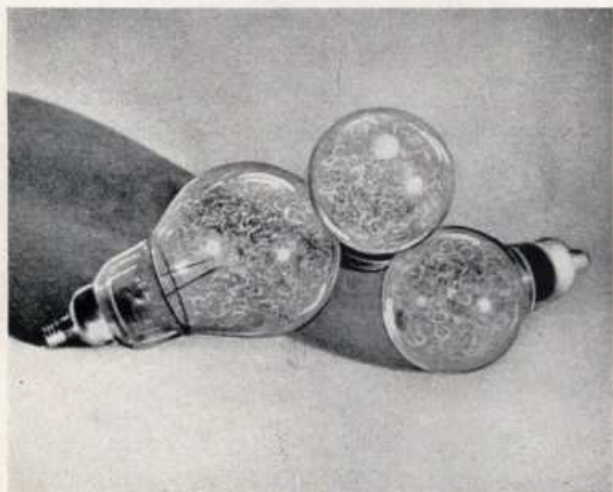
- a) een groote lichthoeveelheid geven, die echter niet hinderlijk mag zijn voor de te fotografeeren personen,
- b) geen energiebron noodig hebben, die ook maar eenigszins omvangrijk of zwaar is,
- c) geen brandgevaar opleveren of andere onaangename eigenschappen bezitten, zooals rook- of stank-ontwikkeling,
- d) steeds onmiddellijk bedrijfszeker zijn, bijv. ook bij regen en storm,
- e) kleine afmetingen en een gering gewicht hebben.

Het is begrijpelijk, dat het bliksemlichtpoeder, dat alleen aan de eischen b) en e) voldoet en zeker niet aan de eischen c) en d), in de laatste jaren snel werd verdrongen door de bliksemlichtlampen, waarbij het geheele proces der oogenblikkelijke lichtgevende verbranding zich in een volkomen dichte glazen ballon afspeelt. Tot deze categorie lichtbronnen behoort de „Photoflux”, die met de korte duur van zijn lichtflits van slechts ongeveer 1/40 sec geheel valt binnen de reflextijd van het ooglid van ongeveer 1/10 sec. Dientengevolge behoeven tegenwoordig op fotografische opnamen met bliksemlicht de eertijds zoo bekende verschrikte en gesloten oogen niet meer voor te komen.

Beschrijving

De „Photoflux” (fig. 1) bestaat uit een met zuurstof gevulde glazen ballon van 55 mm of 70 mm diameter, waarin zich een draad bevindt van een legering van speciale samenstelling, nl. aluminium met ongeveer 8% magnesium. Deze draad is slechts 0,035 mm dik en zoodanig gekruld in de ballon aangebracht, dat hij over het geheele ballonvolume gelijkmatig verdeeld is. Het totale draadvolume is niet grooter dan dat van een hagelkorreltje. De ballons zijn verder, na zorgvuldig luchtledig te zijn gepompt, met zuivere droge zuurstof van lage druk gevuld. In het midden van de ballon, dus aan alle zijden door de legeringsdraad omgeven, bevindt zich een kleine gloeidraad, waarop een geringe hoeveelheid van een zwak explosieve ontstekingspasta is aange-

bracht. Wanneer dit draadje bijv. door aansluiting van de lamp op een zaklantaarnbatterij tot gloeien wordt gebracht, ontsteekt de pasta. Deze ontsteking



17344

Fig. 1. De bliksemlichtlamp „Photoflux”.

wordt op de legeringsdraad overgedragen, die dan in de zuurstofatmosfeer zeer snel verbrandt. Doordat zich in elke lamp eenzelfde lengte draad van bepaalde dikte bevindt en de ontwikkelde lichthoeveelheid direct evenredig is met het gewicht van de draad, is men er zeker van, dat alle lampen van hetzelfde type ook dezelfde hoeveelheid licht geven.

Wanneer de lamp na het verlaten van de fabriek op een of andere wijze lek wordt, bijv. door een barstje in de ballon, dan vult zij zich, tengevolge van de lage zuurstofdruk, door dit barstje heen verder met lucht. Een dergelijke lamp, met een verzwakte ballon en een gasdruk, welke veel hoger is dan die van de oorspronkelijke zuurstofvulling, zou bij ontsteking gevaar kunnen opleveren, doordat de ballon de drukschok bij de verbranding niet zou kunnen uithouden. Om dit te voorkomen is in de ballon een diepblauwe vlek van een cobalt-zout aangebracht, die zich, wanneer er lucht in de lamp lekt, door wateropneming uit de lucht lichtrose kleurt. Dit zout is zóó gevoelig, dat de eventueel binnendringende lucht ook bij droog weer en lage temperatuur voldoende waterdamp bevat om deze kleur-omslag te doen plaats hebben. Lampen met licht-rose in plaats van blauwe stip zijn dus defect en mogen wegens de kans op springen niet worden ontstoken.

Doordat het lichtgevende verbrandingsproces in een gesloten ruimte plaats vindt, is de „Photoflux” onder alle weersomstandigheden even bedrijfszeker. Brandgevaar is uitgesloten en de zich ontwikkelende verbrandingsproducten blijven binnen de ballon.

De „Photoflux” gebruikt men het doelmatigst, wanneer men de lamp in een reflector plaatst, zoodat men het grootste deel van het naar alle zijden uitgestraalde licht benut en de lichtsterkte in de gewenschte richting vier- à vijfmaal zoo groot wordt. Men kan daartoe zeer goed de eenvoudige cartonnen reflector van de „Photoflux” gebruiken, tenzij men de voorkeur mocht geven aan een meer geperfectionneerd, maar dan ook veel kostbaarder product. De „Photoflux” wordt zoowel gemaakt met de dwerghuls voor zaklantaarnlampjes als met de normale schroef- of bajonethulzen, die voor gloeilampen worden gebruikt. Deze laatste soort kan men behalve op een batterij van 4 volt ook ontsteken op de lichtleiding, waartoe in deze „Photoflux”, om de smeltveiligheid der huisinstallatie tegen doorsmelten te beschermen, een snel werkende veiligheid is gebouwd.

De fotografisch werkzame energie van het licht van de „Photoflux” komt wel het duidelijkste tot uiting bij beschouwing van onderstaande belichtingstabel, welke geldt voor het kleinste in de handel zijnde type I.

Belichtingstabel voor „Photoflux” type I bij gebruik van de lamp met reflector.

Afstand in meters tot op te nemen voorwerp bij verschillende lensopeningen.

Lensopening	3,5	4,5	6,3	11	12,5	18	21	32
Normaal orthochromatisch	8	6,5	4,5	2,6	2,3	1,6	—	—
Snel orthochromatisch	12	9	7	3,7	3,2	2,2	1,9	—
Normaal panchromatisch	14	11	8	4,5	4	2,8	2,4	1,6
Snel panchromatisch	20	16	11	6,5	6	4	3,4	2,2

Lichthoeveelheid en specifieke lichtopbrengst

De waarde van bliksemlicht voor fotografische doeleinden wordt mede bepaald door de lichthoeveelheid (lichtstroom maal tijd). Voor de meting



17413

Fig. 2. Karakteristiek van de Philips fotocel, type 3510.

daarvan kan men van een foto-electrische cel gebruik maken in combinatie met een fotometerbol en een electrostatische voltmeter. Wij gebruiken de foto-electrische cel type 3510 (een vacuum cel met kalium kathode), waarvan de karakteristiek in fig. 2 is weergegeven. Hieruit ziet men, dat de foto-electrische stroom van deze cel practisch onafhankelijk is van de anodespanning, zoolang deze niet onder 50 volt daalt, hetgeen van groot belang is voor de nauwkeurigheid der metingen. De kleurgevoelheid is ongeveer dezelfde als die van een orthochromatische plaat, de roodgrens ligt bij ongeveer 0,75 micron.

Voor de meting van de lichthoeveelheid werd de volgende inrichting gebruikt (fig. 3). De „Photo-

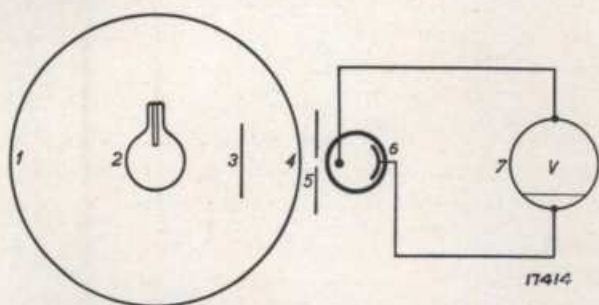


Fig. 3. Opstelling voor het fotometreeren van bliksemlichten. 1 bol van Ulbricht; 2 „Photoflux”; 3 scherm; 4 melkglasje, dat door het scherm 3 tegen de directe stralen der „Photoflux” wordt beschermd; 5 diafragma; 6 fotocel; 7 electrostatische voltmeter.

flux” werd gehangen in een bol van Ulbricht. De foto-electrische cel 6 is met een electrostatische voltmeter 7 verbonden; de condensator, die deze voltmeter uit de aard van zijn constructie bezit, is van te voren met een kleine wrijvings-electriseermachine tot 300 volt geladen. Zoodra er licht op de cel valt, wordt de condensator door de fotostroom ontladen; doordat deze onafhankelijk is van de spanning op de cel (boven 50 volt) is de ontwikkelde lichthoeveelheid recht evenredig met het verschil in spanning van de electrostatische voltmeter vóór en ná de ontlading, mits de laagste spanning minstens 50 volt bedraagt en de capaciteit onveranderd blijft. De capaciteit van de genoemde condensator wordt door parallelschakeling van één of meer condensatoren aan de te verwachten lichthoeveelheid aangepast.

Door ijking van de fotometer met een standaard-gloeilamp van bekende lichtstroom, welke men bepaalde tijd laat branden, kan men de lichthoeveelheid van de bliksemlichtlamp in lumen-seconden berekenen. Zoo vindt men voor de „Photoflux” type I een lichthoeveelheid van 25 000 lum sec, voor type II van 50 000 lum sec. Daar de flitstijd van de lamp ongeveer 1/40 sec bedraagt, komt

de lichthoeveelheid van 25 000 lum sec of wel 1 000 000 lumen gedurende 1/40 seconde overeen met de door 1000 lampen van 100 decalumen gedurende diezelfde tijd uitgezonden lichthoeveelheid.

De verbrandingswarmte van de legeringsdraad werd gemeten in een verbrandingsbom en bleek te bedragen:

$$28,9 \text{ watt sec/mg.}$$

Daar de „Photoflux” type I 27 mg legeringsdraad bevat, is de specifieke lichtopbrengst dus:

$$\frac{25000}{27 \times 28,9} = 32 \text{ lumen/watt.}$$

Dit komt overeen met de specifieke lichtopbrengst van een zwart lichaam van ongeveer 3100° K.

De lichtintensiteit als functie van de tijd

Naast de totale lichthoeveelheid van de bliksemlichtlamp is het wenschelijk te weten, hoe de lichtontwikkeling als functie van de tijd verloopt. Het gebruikte meetapparaat bestaat in hoofdzaak uit een combinatie van foto-electrische cel en kathodestraalbuis. De fotostroom, die door het licht van de „Photoflux” wordt opgewekt, geeft op een inductievrije weerstand van 50 000 Ohm een spanningsverschil. De uiteinden van deze weerstand zijn verbonden met de afbuigplaten, die een verticale uitwijking aan de kathodestraal geven; het tweede stel afbuigplaten doet geen dienst en is gegaard.

In fig. 4 vindt men een schema van de opstelling. Boven ziet men de hoogvacuum kathodestraalbuis (1), rechts onder het voedingsapparaat van de kathodestraalbuis, dat de gloeistroom levert voor de indirecte verhitting van de kathode en verder, over eenige potentiometer-aftakkingen, de gelijkspanningen voor het rooster en de beide anodes. Onderaan links ziet men de fotocel (2), die anode-

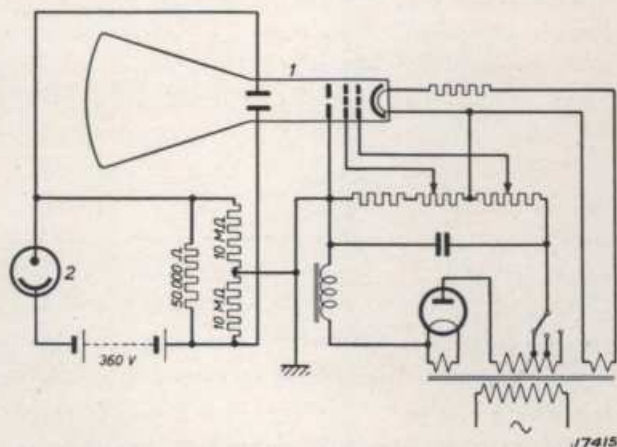


Fig. 4. Schema van de installatie voor het meten van de lichtintensiteit als functie van de tijd. 1 kathodestraalbuis; 2 fotocel, type 3512.

spanning uit een batterij van 360 V krijgt, met de weerstand van 50 000 ohm en twee lekweerstand van 10 Megohm, over welke de afbuigplaten met de geaarde anode van de buis verbonden zijn. In deze opstelling werd een vacuüm fotocel met caesium kathode (type 3512) gebruikt, omdat hier bij afwezigheid van een versterker een hoge gevoeligheid vereischt wordt. De fotocel bevindt zich in een metalen huisje, dat aan een bol van Ulbricht is bevestigd. Tusschen bol en cel bevindt zich ook hier een regelbaar diafragma. Zoodra de „Photoflux” in de fotometerbol ontstoken wordt en licht geeft, valt dit op de fotocel, nadat het door het diafragma tot de gewenschte hoeveelheid is teruggebracht. Het spanningsverval in de koppelweerstand van 50 000 ohm bestuurt dan de kathodestraal.

De verkregen verticale beweging van de kathodestraal wordt gefotografeerd met een speciale oscillograaf-camera met een zeer lichtsterke optiek. In deze camera wordt de fotografische plaat horizontaal bewogen door een zich ontspannende veer. Het oplichten van de pal, die de gespannen veer in de camera loslaat, is gekoppeld aan een schakelaar, die ook de „Photoflux” inschakelt, zoodat tegelijkertijd met de beweging van de plaat de beweging van de kathodestraal plaats heeft. De tijd wordt gemeten door een klein neonlampje mede te fotografeeren.

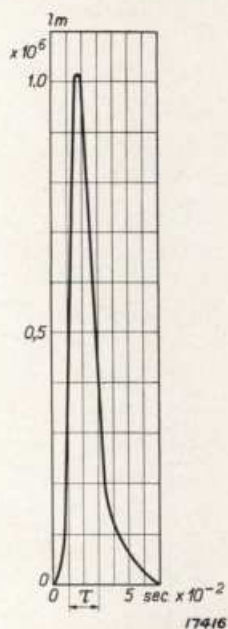


Fig. 5. Licht-tijd-kromme van de „Photoflux”. τ is de praktische flitstijd.

ren, dat op een wisselstroomnet van 50 perioden brandt, waardoor men telkens na 0,01 sec op de plaat een zwart streepje krijgt. Het verkregen oscillogram wordt eventueel met een vergrootingsapparaat 4 à 5 maal vergroot en kan, daar de totale

hoeveelheid licht bekend is, worden omgerekend in absolute waarde. Het verloop van de lichtstroom als functie van de tijd vindt men voor type I in *fig. 5* weergegeven.

De vertragingstijd

Behalve de licht-tijd-kromme is ook nog de zg. vertragingstijd van belang, d.w.z. de tijd, die verstrijkt tusschen het inschakelen en het begin van de licht-emissie van de „Photoflux”. Om deze te meten wordt het laatst beschreven apparaat met een kleine toevoeging uitgebreid. Parallel aan de fotocel (*fig. 6*) is een radiolamp Philips E 499 geschakeld, welke

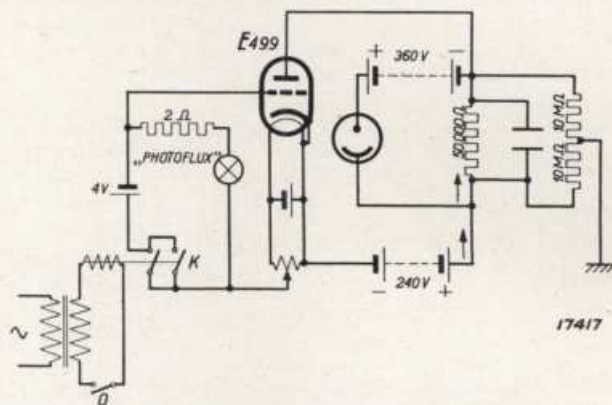


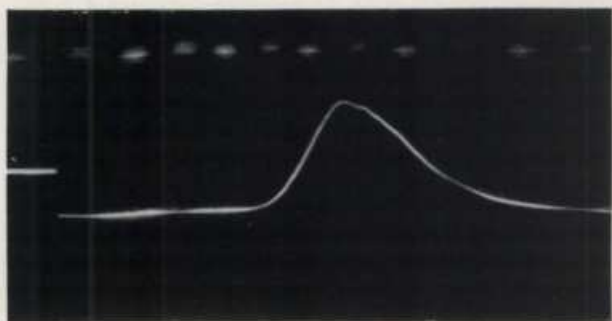
Fig. 6. Schema voor het meten van de vertragingstijd der „Photoflux”.

desgewenscht uit een batterij van bijv. 240 volts gevoed kan worden. Bij het inschakelen van de schakelaar *O* op de camera, wordt een relais *K* bekrachtigd, waardoor over de twee contacten (die hier, om steeds een goede stroomsluiting te krijgen, parallel zijn geschakeld) de „Photoflux” op een accu van 4 V wordt ingeschakeld. Om het gebruik van een zaklantaarn te imiteeren, is in serie met de accu een weerstand, hier van 2 ohm, geschakeld.

Bij het inschakelen van de „Photoflux” wordt de accu door hetzelfde contact tevens tusschen kathode en rooster van de lamp E 499 geschakeld, zoodat het rooster 4 V meer negatief wordt dan tevoren (met een potentiometer over de gloeispanning van de lamp E 499) was ingesteld, zoodat er geen plaatstroom meer vloeit. Deze plaatstroom passeerde de koppelweerstand van 50 000 ohm en gaf op de kathodestraalbuis een uitwijking, die bij het inschakelen van de „Photoflux” verdwijnt. Wanneer de „Photoflux” licht gaat emitteeren, wijkt de kathodestraal opnieuw uit en de tijd, die verstrijkt tusschen deze beide uitwijkingen, is de gezochte vertragingstijd. Behalve deze kan men tevens de geheele lichtsterkte-tijd-kromme meten.

In fig. 7 is een oorspronkelijk oscillogram weergegeven, waarin niet slechts het licht-tijddiagram,

zoals in fig. 5, maar ook de daaraan voorafgaande vertragingstijd is opgenomen. De vertragingstijd van de „Photoflux“ bedraagt ongeveer



17343

Fig. 7. Oorspronkelijk oscillogram van de vertragingstijd der „Photoflux“ en van het verloop der lichtsterkte met de tijd.

0,03 sec, hij varieert zeer weinig van lamp tot lamp en is weinig afhankelijk van de vóórgeschakelde weerstand; op een nieuwe en op een gedeeltelijk ontladen zakbatterij geschiedt de ontsteking derhalve even vlug.

De absolute grootte van de inschakeltijd is van minder belang dan het feit, dat de inschakeltijd constant is, in verband met het gebruik van de „Photoflux“ tezamen met automatische sluiters, zgsynchronizers. Dit zijn kleine apparaten, die aan het fototoestel worden gemonteerd en welke zoowel de beweging van de sluiters als het inschakelen van de bliksemlichtlamp in combinatie bewerkstelligen. De meest eenvoudige, die gewoonlijk bij een sluiteropening van 1/10 sec gebruikt wordt, bestaat uit een elektrische schakelaar, die bediend wordt tegelijk met het mechanisme voor het indrukken van de draadontspanner van de sluiters. Met één handbeweging wordt nu eerst het openen van de sluiters bewerkt; een zeer korte tijd daarna zorgt de schakelaar voor het inschakelen van de bliksemlichtlamp, die gemakshalve geschroefd wordt in een fitting, die op de camera is aangebracht; 0,03 sec daarna vindt het begin van de lichtontsteking plaats, die in circa 0,05 sec volledig afloopt, en tenslotte wordt de sluiters automatisch gesloten.

Bij een verfijnde uitvoering wordt bijv. eerst de bliksemlichtlamp ingeschakeld en onmiddellijk daarop de sluiters geopend, zoodat dit samenvalt met de lichtontwikkeling. Om volkomen scherpe beelden te krijgen en niet de minste last van kunstlichtbronnen en ramen in het gezichtsveld te hebben, kan de sluiters in dit geval gerust op 1/100 tot 1/500 sec worden ingesteld. Wel moet men er voor zorgen, dat het open zijn van de sluiters met de maximale lichtontwikkeling van de blik-

semlichtlamp samenvalt. Het spreekt vanzelf, dat in beide gevallen, maar vooral in het laatste geval, de vertragingstijd van de bliksemlichtlamp zeer constant moet zijn, wil de lichtontwikkeling daarvan op het juiste oogenblik plaats vinden.

Practische flitstijd

Het zal duidelijk zijn, dat de tijd, gedurende welke het licht sterk genoeg is om via camera-lens enz. op de fotografische plaat in te werken, kleiner is dan de basis van het licht-tijddiagram uit de figuren 5 en 7. De kleinere intensiteiten geven bij de afstanden, die men in de praktijk voor fotografische opnamen in acht moet nemen, opdat de belichting van de plaat in het juiste zwartingsgebied valt, een bijdrage, die geen rol speelt. Bovendien gaan bij het afdrucken van het negatief kleinere details verloren.

Om de werkelijke praktische flitstijd te bepalen, vergelijken we de opname van een bewegend voorwerp met behulp van de bliksemlichtlamp met dezelfde opname bij continu licht met een ideale, vooraf geijkte sluiters en gaan na, bij welke openingstijd daarvan de opnamen identiek zijn.

Daartoe hebben we een draaiende zwarte schijf, waarop eenige 6-puntige witte en grijze sterren, van zwarte letters voorzien, op verschillende afstanden van het middelpunt aangebracht waren, met de „Photoflux“ gefotografeerd. Daarbij wordt de „Photoflux“ aan de hand van een belichtingsformule¹⁾ op de juiste afstand van de schijf geplaatst, zoodat de juiste zwarting van het negatief optreedt. De opnamen werden vergeleken met die welke verkregen waren door dezelfde schijf, met dezelfde snelheid draaiend, te fotografeeren bij belichting door een continu brandende lichtbron met vooraf geijkte sluitersopeningstijden van 1/10, 1/25, 1/35, 1/50 en 1/100 seconde²⁾. Op deze wijze vonden we voor de praktische flitstijd 1/35 tot 1/50 sec, zulks in overeenstemming met fig. 5 als men rekent, dat de lichtintensiteit, die minder dan 20 à 30% van de maximale intensiteit bedraagt, bij het begin en einde der lichtontwikkeling geen latente zwarting op de plaat veroorzaakt. Bij voorkeur wordt een sluiters gebruikt, waarvan de traagheid van beweging van de lamellen zeer klein is. Bij openingstijden beneden 1/25 sec wordt bij voorkeur gediafragmeerd, opdat het lichtdiagram van de sluiters zoo goed mogelijk een rechthoek vormt.

1) J. A. M. van Liempt, Rec. Trav. chim. Pays Bas 53, 471, 1934.

2) Voor het ijken van sluiters met de kathodestraalbuis zij men verwezen naar J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Z. Phys. 95, 198, 1935.

De kleur van het licht

Het spectrum van het licht van de „Photoflux” is gemeten met een Hilger spectograaf type E 3 met kwarts prisma op Ilford Special Rapid Panchromatic platen. Het negatief werd volgens Visser³⁾ door een filter met verlopende dichtheid afgedrukt, zoodat de spectraallijnen met grootere intensiteit op de afdruk in zekere mate langer worden dan die met kleinere intensiteit. Het resultaat vindt men in fig. 8. Het spectrum is continu en loopt van ongeveer $0,35\ \mu$ tot in het infrarood. Een sterkere band en lijn vindt men bij $0,52\ \mu$ (Mg) en $0,59\ \mu$ (Na).

Bovendien werd het weergeven der kleuren op verschillende platen door middel van de Ägfa Stufenfarbentafel⁴⁾ gemeten. Wij vonden:

Plaat ⁵⁾	rood	geel	groen	blauw
Blauwgevoelige plaat	30	15	30	160
Isochromatische „	30	30	30	160
Orthochromatische „	30	20	30	180
Panchromatische „ I	180	80	30	100
Panchromatische „ II	70	60	50	120
Panchromatische „ III	90	50	40	120

Ter vergelijking volgen hieronder metingen aan dezelfde platen bij daglicht bij onbewolkte hemel op het noorden uitgevoerd. Men ziet hieruit, dat het licht van de „Photoflux” beter is dan daglicht,

³⁾ S. H. R. Visser, Physica 1, 497, 1934.

⁴⁾ H. Arens und J. Eggert, Z. wiss. Phot. 29, 239, 1930.

⁵⁾ De Panchromatische platen I, II en III zijn van drie verschillende groote fabrieken.

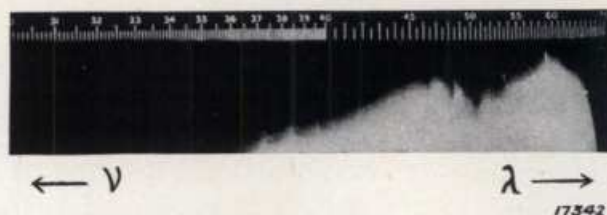


Fig. 8. Spectrum van de „Photoflux”.

wat betreft het weergeven van kleuren.

De kleurtemperatuur van het licht van de „Photoflux” is gemeten door het fotografische weergeven der kleuren te vergelijken met die van verschillende andere lichtbronnen, waarvan de kleurtempera-

Plaat	rood	geel	groen	blauw
Blauwgevoelige plaat	30	10	25	180
Isochromatische „	30	20	30	180
Orthochromatische „	30	15	30	180
Panchromatische „ I	90	40	30	180
Panchromatische „ II	60	40	40	140
Panchromatische „ III	60	30	30	160

tuur bekend is. Daartoe is de kleurenkaart van von Lagorio⁶⁾ bij het licht van deze lichtbronnen en bij dat van de „Photoflux” op verschillende panchromatische platen gefotografeerd. Het resultaat was, dat de kleurtemperatuur van de „Photoflux” iets hoger is dan die van de koolbooglamp en rond 4000°K bedraagt⁷⁾.

⁶⁾ A. von Lagorio, Phot. Ind. 23, 629, 1930.

⁷⁾ J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Z. wiss. Phot. 34, 237, 1935.

GELIJKRICHTERS VOOR TELEFOONCENTRALES

Samenvatting. De voeding van telefoonnetten vereischt een gelijkstroombron van zeer constante spanning en kleine inwendige weerstand. Een gelijkrichter wordt beschreven, die in voldoende mate aan deze eischen beantwoordt, om kleine telefoonnetten te kunnen voeden, zonder medewerking van een batterij.

Laden van telefoonbatterijen

In telefooncentrales over de geheele wereld worden batterijen gebruikt voor de levering van microfoon- en relaisstroom. Aanvankelijk was het gebruikelijk de telefooncentrales uit te rusten met dubbele batterijen, welke beurtelings in bedrijf werden gesteld, zoodat er gelegenheid was de uitgeschakelde batterij te laden, terwijl de andere in bedrijf was. In de laatste jaren is men er in geslaagd laadinrichtingen te construeeren, die het mogelijk maken de batterijen te laden tijdens het bedrijf. Dubbele batterijen zijn daardoor overbodig. Voor dit zoogenaamde „bufferbedrijf” in telefooncentrales is de lampgelijkrichter het aangewezen apparaat, aangezien deze gelijkrichter geen bewegende deelen heeft, geen onderhoud vereischt, volkomen geruischloos werkt en een gunstig rendement heeft. Verder kan de gelijkrichter in de onmiddellijke nabijheid van de batterij worden opgesteld, hetgeen korte verbindingsleidingen mogelijk maakt.

Het laden van de batterij kan op twee wijzen geschieden, nl.

- door middel van een gelijkrichter, die automatisch in werking treedt zoodra de ladingstoestand van de batterij daalt beneden een zeker minimum en automatisch wordt uitgeschakeld indien de batterij weer geheel geladen is,
- met behulp van een zoogenaamde „buffergelijkrichter”, die voortdurend in bedrijf blijft.

Bij de buffergelijkrichter wordt de laadstroom op een zoodanige waarde ingesteld, dat de gemiddelde ontladstroom er door wordt gecompenseerd. De batterij kan nu veel goedkoper worden, daar de capaciteit van de batterij slechts voldoende behoeft te zijn om het bedrijf gaande te houden, indien de netspanning tijdelijk mocht wegvallen en in de spitsuren, waarin een groot vermogen noodig is, dan door de gelijkrichter kan worden geleverd.

Vervanging van de batterij door een gelijkrichter

Door de buffergelijkrichter wordt het idee gesuggereerd om de batterij geheel te laten vervallen en gelijkgerichte wisselstroom met behulp van een filter te vereffenen. De kwestie, of dit in bepaalde

gevallen voordeelig zou zijn, heeft langen tijd een punt van studie uitgemaakt.

Het argument vóór de handhaving van batterijen is, dat het bedrijf dan niet gestoord wordt in geval van een eventuele netstoring. De aanwezigheid van een batterij is echter niet steeds noodzakelijk. In vele particuliere telefooninstallaties acht men een dergelijke storing van het bedrijf aanvaardbaar, aangezien storingen bij de electriciteitsbedrijven nog slechts zelden, en dan met zeer korten duur, voorkomen. Bovendien kan een telefooncentrale, evenals zulks bij groote gebouwen en magazijnen wel gebeurt, worden aangesloten op twee verschillende secties van het electriciteitsnet, zoodat een storing in één transformatorhuis bijvoorbeeld nog geen stagnatie in de stroomlevering medebrengt.

Wanneer een gelijkrichter wordt gebruikt voor de directe voeding van een telefoonnet, moet een gelijkspanning worden gewaarborgd, die zoo onafhankelijk mogelijk is van de belasting, terwijl verder een filter noodig is, daar anders de rimpel van de door de gelijkrichter geleverde stroom een hoorbaar brommen in het telefoonnet zou veroorzaken.

In het volgende zal een van gelijkrichtbuizen voorziene gelijkrichter worden beschreven, welke zonder batterij werkt en geschikt is voor de voeding van kleine telefoonnetten, zooals bijv. huistelefoons van magazijnen of fabrieken.

In fig. 1 is het prinsipschema weergegeven. De voornaamste onderdeelen van de gelijkrichter zijn de gelijkrichtbuizen en het filter, bestaande uit de smoorspoelen L_1 , L_2 en de condensatoren

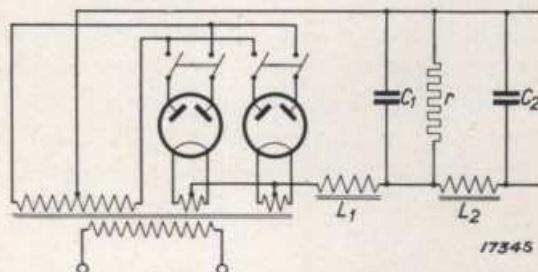


Fig. 1. Schematische schakeling van de telefoon-gelijkrichter. De belangrijkste onderdeelen zijn de gelijkrichtbuizen en het filter, bestaande uit C_1 , C_2 , L_1 , L_2 . Wanneer één buis in bedrijf is, kan de andere niet ontsteken, omdat haar ontsteekspanning hooger is dan de brandspanning van de andere buis. Zij treedt echter automatisch in werking zoodra de andere buis ophoudt te werken.

C_1 , C_2 . Van de verschillende typen van gelijkrichtbuisen bezit alleen de met gas gevulde gelijkrichtbuis de eigenschap een van de belasting onafhankelijk spanningsverlies te hebben; een compensatie-inrichting is hierbij overbodig. In het bijzonder leenen zich voor het hier gestelde doel met gas gevulde gelijkrichtbuisen met oxyd-kathode.

Dit type buis munt bovendien uit door een lange

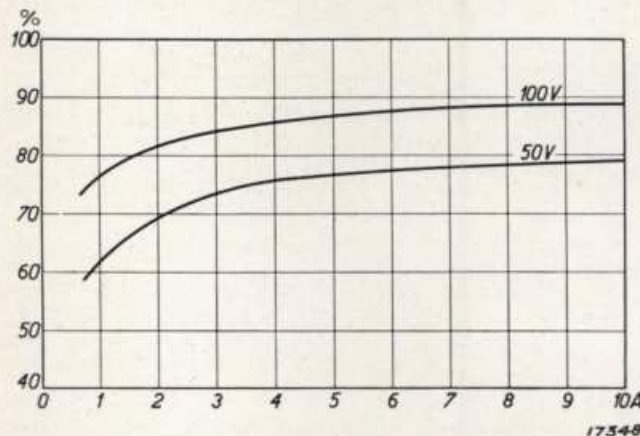


Fig. 2. Rendement van de met gas gevulde gelijkrichtbuisen type 1788 voor spanningen van 50 en 100 V als functie van de stroomsterkte.

levensduur. Fig. 2 toont het rendement van de dubbelfasige 10 amp. gelijkrichtbuis type 1788 als functie van de stroomsterkte, wanneer gelijkspanningen van 100 volt (maximum) en 50 volt worden afgenomen. Bij 50 volt worden rendementen behaald van 76 resp. 79% bij stroomsterkten van 5 en 10 ampere. Bij 100 volt bedragen de rendementen 86 resp. 89%.

Het filter

Een dubbelfasig gelijkgerichte wisselspanning van 50 volt 50 perioden bevat o.a. een wisselstroom-componente van 100 perioden van ongeveer 25 volt effectief. Deze moet teruggebracht worden tot een zoodanige waarde, dat geen bromtoon in de telefoons hoorbaar is¹⁾.

Het filter bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit een smoorspoel, die door de gelijkgerichte stroom wordt doorlopen, en een condensator parallel op de uitgaande klemmen van de gelijkrichter. Zoo noodig worden meerdere van deze trappen achter elkaar geschakeld (zie bijv. fig. 1). De filterketen, die noodig is voor een gelijkrichter, welke dient voor directe voeding van een telefoonnet, moet een uiterst lage gelijkstroomweerstand hebben teneinde

de uitgangsspanning praktisch constant te houden, onafhankelijk van de belasting.

De graad van vereffening wordt in eerste benadering bepaald door de waarde van het product van zelfinductie L van de smoorspoel en capaciteit C van den condensator. Binnen zekere grenzen kan men L klein en C zeer groot nemen, of omgekeerd²⁾. Om overspreken te voorkomen is het noodig, de wisselstroomweerstand van de voedingsbron laag te houden. Hiertoe worden de zelfinducties zoo klein mogelijk gekozen en de capaciteit C_2 zeer groot. Electrolytische condensatoren zijn hier het aangewezen middel, aangezien hierbij groote capaciteiten verkregen kunnen worden in kleine afmetingen en met gering gewicht.

De spanning, die de gelijkrichter levert, is over een groot gebied van stroomsterkten nagenoeg constant, loopt echter bij zeer geringe belasting op tot een waarde gelijk aan de topspanning van de gelijkgerichte wisselspanning, terwijl de normale bedrijfsspanning E_0 ongeveer de helft van de topspanning bedraagt. Om spanningsschommelingen ten gevolge van deze omstandigheid te vermijden, heeft men een weerstand r parallel op de condensator C_1 geschakeld; deze weerstand welke in fig. 1 is aangegeven, zorgt voor een minimum belasting. De waarde van r wordt zoodanig gekozen, dat de spanning van de overigens onbelaste gelijkrichter de waarde E_0 heeft.

In sommige telefoonbedrijven kunnen de voedingsleidingen voor microfoons en relais van elkaar gescheiden gehouden worden. Aangezien aan de vereffening van de gelijkstroom voor de relais niet zoo hooge eischen worden gesteld als aan die voor de microfoonstroom, daarentegen de gelijkspanning op de microfoonketen niet zoo constant behoeft te zijn als die op de relais, kan bij de gelijkrichter met voordeel een splitsing in het filter worden aangebracht. Fig. 3 toont het prinsipschema voor een

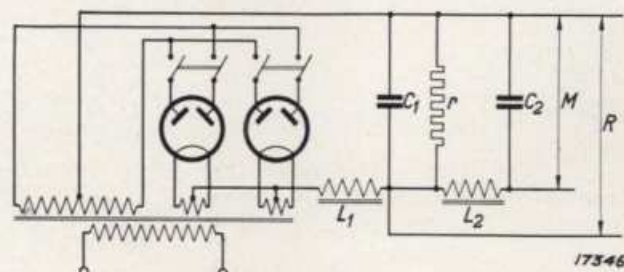


Fig. 3. Schakeling van een telefoon-gelijkrichter met gescheiden klemmen voor de microfoons (M) en de relais (R). De spanning aan de klemmen R is beter constant, daarentegen minder goed vereffend, dan aan de klemmen M .

¹⁾ Deze grens ligt voor 100 perioden bij ca. 0,2 volt. Zie J. G. W. Mulder en D. M. Duinker, „Over het afvlakstelsel bij het laden van telefoonbatterijen gedurende het bedrijf”. Ingenieur 46, E. 27, 1931.

²⁾ Zie: D. M. Duinker, Discussion on “Some considerations in the design of hot cathode mercury vapour rectifier circuits”. Inst. el. Eng. 76, 421, 1935.

dergelijk geval. De relais worden aangesloten op de klemmen *R* en de microfoons op de klemmen *M*.

Het laatste deel van het filter, bestaande uit L_z en C_z doet hier, behalve als vereffeningsfilter voor de gelijkstroom, bovendien nog dienst als ontstoringfilter tegen ratelstoringen, die door de relais kunnen worden opgewekt. Deze ratelstoringen moeten bij een gelijkrichter, geconstrueerd naar het schema in fig. 1, worden weggewerkt door C_z , die daardoor een veel grotere capaciteit moet hebben.

Bedrijfszekerheid

Zooals in de schakelingen in de figuren 1 en 3 te zien is, gebruikt men twee gelijkrichtbuizen, die parallel geschakeld worden. De ontsteekspanning van met gas gevulde buizen is voor verschillende exemplaren in geringe mate onderling verschillend, doch steeds hoger dan de hoogspanning, zoodat van twee parallel geschakelde buizen degene met de laagste ontsteekspanning het eerst in werking treedt, daarmede tevens de ontsteking van de andere buis verhinderend. Op deze wijze doet dus één buis dienst als reserve, en deze zal de belasting automatisch en onmiddellijk overnemen zoodra de andere buis zou ophouden te functioneeren. De temperatuur van de gloeidraad van deze buizen bedraagt slechts 950°C . Zij is dus zoo laag, dat verdamping geen rol speelt en de reservebuis versch blijft. Het stroomverbruik van de gloeikathode is slechts 20 W voor een 10 A buis; het is dus ook in dit opzicht geen bezwaar, dat een tweede gloeidraad voortdurend ingeschakeld is. Voor elke buis is in de gelijkrichter een dubbelpolige anodeschakelaar aangebracht. Na uitschakeling van de eene in bedrijf zijnde buis ontsteekt de andere buis onmiddellijk. Op deze wijze is het mogelijk elk van de buizen te controleeren zonder het bedrijf te onderbreken. Een defecte buis kan zonder onderbreking van het bedrijf worden vervangen door een andere.

Electrische uitvoering

Het in fig. 4 afgebeelde apparaat is geschikt voor aansluiting aan een één-fase wisselstroomnet, en kan ingesteld worden voor verschillende netspanningen. Dit toestel is geconstrueerd voor een spanning van 50 volt bij een max. stroomsterkte van

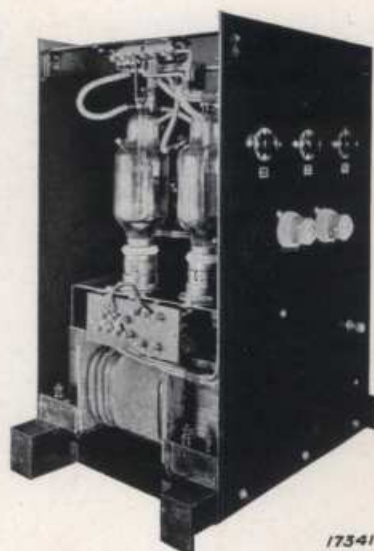


Fig. 4. Foto van een telefoongelijkrichter voor 50 V/7 A gelijkstroom. Het apparaat is in principe volgens fig. 3 geschakeld. Het is geschikt voor aansluiting op een éénfase wisselstroomnet en kan ingesteld worden voor vijf verschillende netspanningen tusschen 190 en 260 V (50 per.).

7 A. In fig. 5 is het rendement uitgezet. De rimpelspanning, welke aan de uitgaande klemmen optreedt, is hier kleiner dan 0,1 V bij 100 perioden; bij deze rimpel is een bromtoon niet waarneembaar.

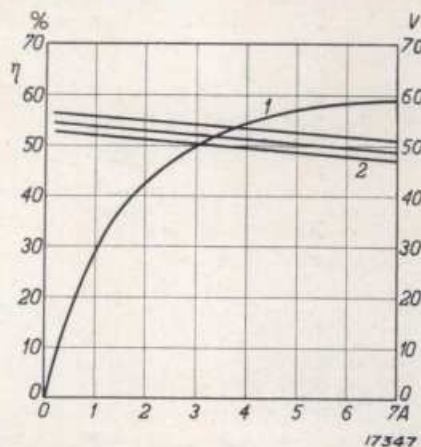


Fig. 5. 1) Rendement van de in fig. 4 weergegeven gelijkrichter als functie van de stroomsterkte. 2) Geleverde gelijkspanning als functie van de stroomsterkte. Bij toename van de stroom tot volle belasting daalt de spanning geleidelijk met ca. 8%. Ter correctie van kleine spanningsverschillen heeft de primaire zijde van de transformator drie aftakkingen. Hieraan beantwoorden de drie krommen van de figuur.

Dergelijke gelijkrichters voor directe telefoonvoeding, zoowel als voor bufferbedrijf, worden thans gefabriceerd tot vermogens van meerdere kilowatts.

Bewerkt door H. J. J. BOUMAN.

ELECTRISCHE FILTERS III

Vacantieleergang, gehouden te Delft, April 1936,

door BALTH. VAN DER POL en TH. J. WEIJERS.

LAAGDOORLATENDE FILTERCELLEN.

Samenvatting. In dit artikel worden de eigenschappen van verliesvrije laagdoorlatende filtercellen behandeld volgens een algemeene methode, die in het vorige nummer van dit tijdschrift ¹⁾ uiteengezet is. Daarna volgt een discussie over de invloed van de verliezen en over het ontwerp van samengestelde filters, waarvan de spiegelbeeldimpedanties in het doorlaatgebied als functie van de frequentie een constante weerstand benaderen. Ten slotte volgt een schematisch overzicht van gegevens en formules voor het ontwerpen van laagdoorlatende filtercellen. In de appendix zijn de formules verzameld, die in de artikelen „Electrische filters I en II” werden afgeleid.

Inleiding

De algemeene eigenschappen van *T*-cellen, *II*-cellen en halve cellen, die in het voorgaande artikel zijn afgeleid, willen we nu toepassen om de eenvoudigste vormen van laagdoorlatende, hoogdoorlatende en banddoorlatende filtercellen en hun eigenschappen af te leiden. We nemen telkens een eenvoudig type filtercel als grondtype aan, en leiden daar andere typen uit af met behulp van de *m*-transformaties. Vervolgens zullen we zien, hoe we uit de ons dan ter beschikking staande cellen een samengesteld filter opbouwen, dat aan gegeven eischen voldoet.

Laagdoorlatende filtercellen

Het doel van een laagdoorlatend filter is, alle frequenties beneden een bepaalde grensfrequentie ν_1 met zoo gering mogelijke demping door te laten en alle frequenties boven ν_1 in een zekere verhouding te verzwakken. We beschouwen eerst ideale filtercellen, opgebouwd uit verliesvrije reactanties, en zullen daarna zien, wat de invloed is van de weerstanden der filterelementen.

a) *Grondtype.* Het eenvoudigste type nemen we als grondtype. We zullen weer steeds alle grootheden, die op het grondtype betrekking hebben, met een accent aanduiden. De volledige takken Z_1' en Z_2' worden gevormd resp. door een zelf-inductie L_1' en een capaciteit C_2' ; dus:

¹⁾ Philips techn. T. 1, 272, 1936.

$$\left. \begin{aligned} Z_1' &= j\omega L_1' ; \\ Z_2' &= \frac{1}{j\omega C_2'} . \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Hiervan kan men op de bekende wijze een *T*-cel, een *II*-cel en een halve cel vormen. In het vorige artikel (blz. 274) hebben we gezien, dat het doorlaatgebied bepaald is door $-1 < Z_1/4Z_2 < 0$; Z_1 en $4Z_2$ hebben dus in dit gebied tegengesteld teken, Z_1 en $-4Z_2$ hetzelfde teken. Bovendien is daar $|Z_1| < |4Z_2|$. Zetten we nu in één figuur Z_1 en $-4Z_2$ uit als functie van de frequentie, dan ligt in het doorlaatgebied Z_1 tussen de abscis-as en $-4Z_2$. Voor de filtercel, die we hier beschouwen, geeft fig. 8 dit reactantiediagram weer. Hieruit zien we, dat Z_1' tussen de abscis-as en $-4Z_2'$ ligt voor de frequenties tussen $\nu = 0$ en $\nu = \nu_1$. Het doorlaatgebied is dus het frequentiegebied van $\nu = 0$ tot $\nu = \nu_1$; het dempingsgebied is het gebied van $\nu = \nu_1$ tot $\nu = \infty$. De grensfrequenties zijn dus $\nu = 0$ en $\nu = \nu_1$. Eenvoudigheidshalve drukken we de frequentie uit met de grensfrequentie ν_1 als eenheid, en stellen

$$\frac{\nu}{\nu_1} = x \quad (33)$$

De grensfrequenties zijn dus bepaald door $x = 0$ en $x = 1$. Volgens (17) is voor een grensfrequentie:

- a) $Z_1 = 0, Z_2 \neq 0, \partial f$
- b) $Z_2 = \infty, Z_1 \neq \infty, \partial f$
- c) $Z_1 = -4Z_2$.

Aan a) en b) is voldaan voor $x = 0$ ($\nu = 0$), aan c)

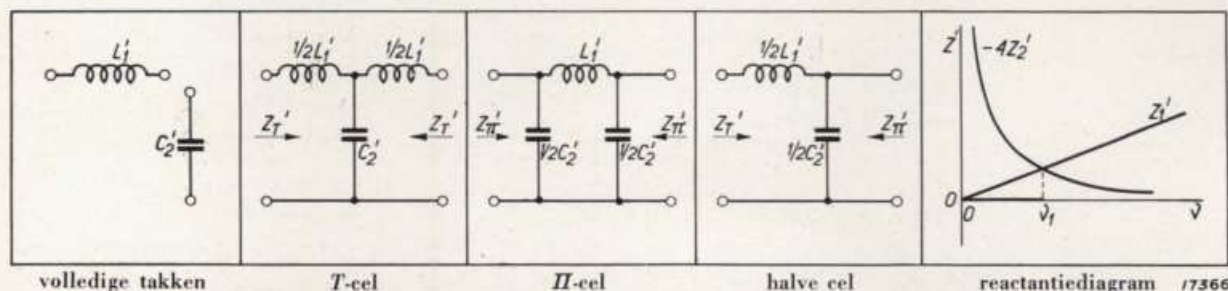


Fig. 8. Laagdoorlatende filtercel. Grondtype $L_1' = R/\pi\nu_1$; $C_2' = 1/R\pi\nu_1$.

is voldaan voor $x = 1$ ($v = v_1$). Volgens (18) is voor frequenties met oneindige demping:

- a) $Z_1 = \infty$, $Z_2 \neq \infty$, of
b) $Z_2 = 0$, $Z_1 \neq 0$.

Aan beide voorwaarden is voldaan voor $x = \infty$ ($v = \infty$).

We hebben in het vorige artikel gezien, dat de eigenschappen van de filtercellen bepaald worden door $Z_1 Z_2$ en $Z_1/4 Z_2$. Voor de cellen van fig. 8 zijn deze grootheden, uitgedrukt in de filterelementen L_1' en C_2' :

$$Z_1' Z_2' = \frac{L_1'}{C_2'} ; \quad (34)$$

$$\frac{Z_1'}{4 Z_2'} = -\frac{1}{4} \omega^2 L_1' C_2' (35)$$

$Z_1' Z_2' = L_1'/C_2'$ is reëel, positief en onafhankelijk van de frequentie. We kunnen daarom

$$Z_1' Z_2' = \frac{L_1'}{C_2'} = R^2 (36)$$

stellen. We zullen spoedig zien, wat de fysische betekenis van deze weerstand R is.

Voor de grensfrequentie $x = 1$ is $Z_1'/4 Z_2' = -1$, α dus:

$$\frac{1}{4} \omega_1^2 L_1' C_2' = 1 (37)$$

Uit (36) en (37) vindt men L_1' en C_2' , uitgedrukt in R en v_1 :

$$\left. \begin{aligned} L_1' &= \frac{R}{\pi v_1} ; \\ C_2' &= \frac{1}{R \pi v_1} . \end{aligned} \right\} (38)$$

Substitutie van (33) en (38) in (32) geeft:

$$\left. \begin{aligned} Z_1' &= j 2 R x ; \\ Z_2' &= \frac{R}{j 2 x} ; \end{aligned} \right\} (39)$$

$$\frac{Z_1'}{4 Z_2'} = -x^2 (40)$$

Nu volgen de spiegelbeeldimpedanties uit (9) en (12):

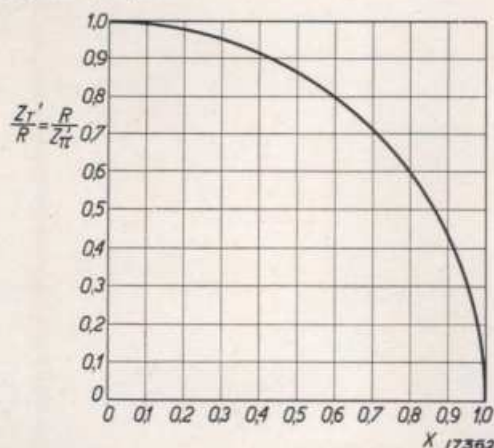


Fig. 9. $Z_T'/R = R/Z_{\pi}'$ als functie van de frequentie $x = v/v_1$ in het doorlaatgebied voor het grondtype van een laagdoorlatend filter.

$$Z_T' = R \sqrt{1-x^2} ; \quad (41)$$

$$Z_{\pi}' = \frac{R}{\sqrt{1-x^2}} (42)$$

De fysische betekenis van de weerstand R is dus de spiegelbeeldimpedantie (zoowel Z_T' als Z_{π}') van deze filtercel voor $x = 0$ ($v = 0$). Fig. 9 geeft:

$$\frac{Z_T'}{R} = \frac{R}{Z_{\pi}'}$$

voor deze filtercellen als functie van de frequentie $x (= v/v_1)$ in het doorlaatgebied. In het dempingsgebied is $x > 1$ en zijn dus volgens (41) en (42) Z_T' en Z_{π}' imaginair, in overeenstemming met hetgeen vroeger algemeen gevonden is. De waarde van de spiegelbeeldimpedanties in het dempingsgebied is in de meeste praktische gevallen van weinig of geen belang.

De dempingsconstante α bepalen we met behulp van fig. 10, waar α voor de geheele cel (het-

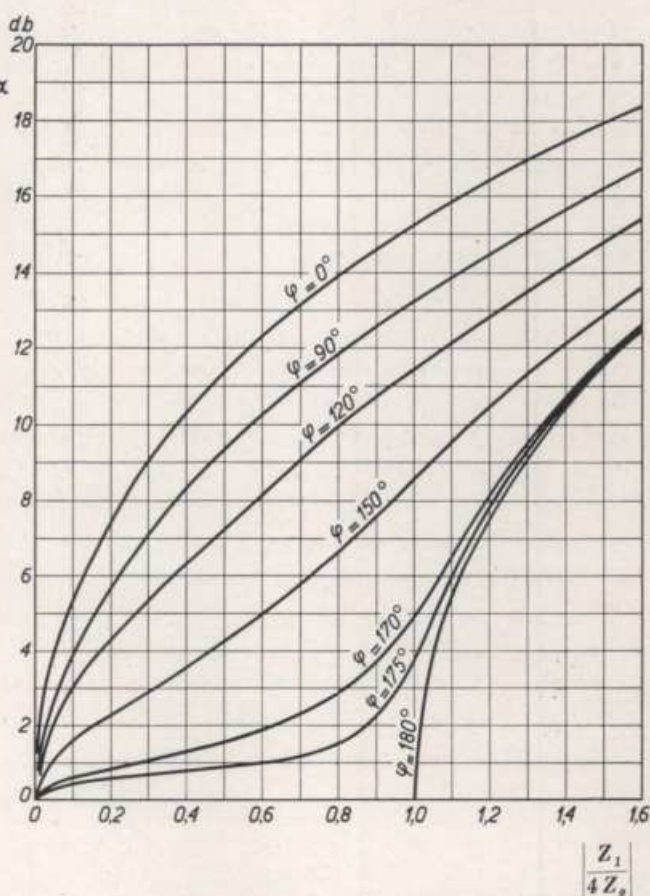


Fig. 10. Dempingsconstante α (reëel gedeelte van de voortplantingsconstante T) in decibel als functie van $Z_1/4 Z_2$ voor T -cellen en II -cellen.

$$Z_1/4 Z_2 = U + jV ; \quad \operatorname{tg} \varphi = V/U$$

zij T -cel of II -cel) voorgesteld is als functie van $|Z_1/4 Z_2|$, welke grootheid hier volgens (40) x^2 is. Voor de halve cel is α half zoo groot. α is uitge-

drukt in db (decibel). Dit is 20 maal de waarde, die men voor het reële deel van de exponent vindt, als men e^{-x} schrijft als een macht van 10, hetgeen thans vrij algemeen gebruikelijk is. We moeten hier de kromme nemen met de parameter $\varphi = 180^\circ$. (De beteekenis van deze parameter en daarmee de beteekenis van de andere krommen van deze figuur zal spoedig blijken.) We zien in de figuur, dat de damping in het doorlaatgebied ($x < 1$, dus $|Z_1/4Z_2| < 1$) nul is en in het dempingsgebied $x > 1$ dus $|Z_1/4Z_2| > 1$) met toenemende frequentie toeneemt van nul tot oneindig.

De phaseconstante β vinden we uit fig. 11, waar we ook de kromme met de parameter $\varphi = 180^\circ$

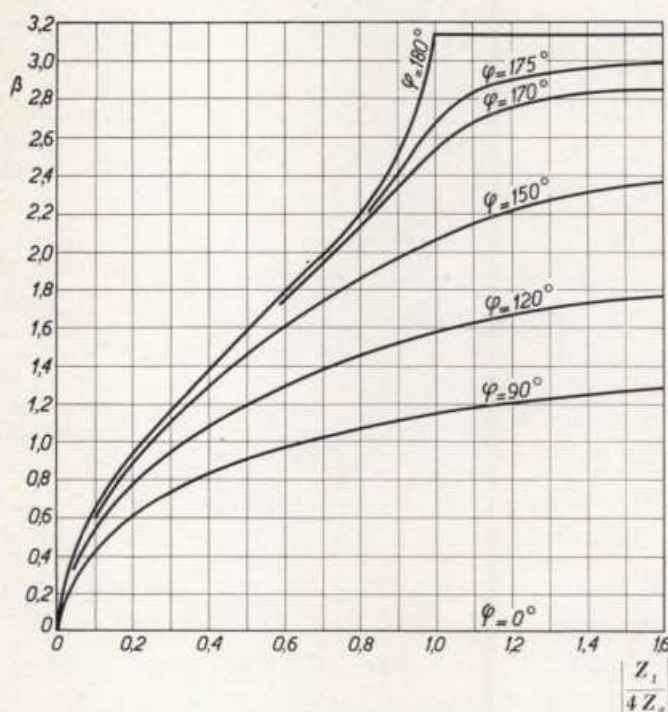


Fig. 11. Phaseconstante β (imaginair gedeelte van de voortplantingsconstante T) als functie van $|Z_1/4Z_2|$ voor T - en Π -cellen.

moeten nemen. We zien, dat β in het doorlaatgebied met toenemende frequentie toeneemt van 0 tot π , en in het dempingsgebied constant is.

b) m_T -transformatie. Passen we de formules (21) en (22) toe op de cel van fig. 8 als grondtype, dan

vinden we de volledige takken, de T -cel, de Π -cel, de halve cel en het reactantie-diagram, voorgesteld in fig. 12.

Hierbij is:

$$Z_1 = m Z_1' ;$$

$$Z_2 = \frac{1-m^2}{4m} Z_1' + \frac{1}{m} Z_2' ;$$

dus:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= m L_1' ; \\ L_2 &= \frac{1-m^2}{4m} L_1' ; \\ C_2 &= m C_2' ; \end{aligned} \right\} \dots (43)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= j 2 R m x = m Z_1' ; \\ Z_2 &= j 2 R \frac{1-m^2}{4m} x + \frac{R}{j 2 m x} = \\ &= Z_2' \frac{1-x^2(1-m^2)}{m} \end{aligned} \right\} (44)$$

(L_1' en C_2' zijn de elementen van het grondtype, waarvan de waarden volgen uit (38)).

Voor de drie grootheden Z_T , Z_π en $Z_1/4Z_2$, die de eigenschappen van de filtercel bepalen, vinden we volgens (23), (24) en (25), als we weer $1-m^2 = 1/a^2$ stellen:

$$Z_T = Z_T' = R \sqrt{1-x^2} ; \dots (45)$$

$$Z_\pi = Z_\pi' \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) = R \frac{1 - \frac{x^2}{a^2}}{\sqrt{1-x^2}} ; \dots (46)$$

$$\frac{Z_1}{4Z_2} = \frac{a^2 - 1}{a^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{x^2}{a^2}} \dots (47)$$

We hebben vroeger reeds gezien, dat het doorlaatgebied, het dempingsgebied en de grensfrequenties voor de getransformeerde typen dezelfde zijn als voor het grondtype. De frequentie met oneindige damping, x_∞ , is de resonantiefrequentie van Z_2 , omdat voor deze frequentie $Z_2 = 0$ en $Z_1 \neq 0$. Voor $x = \infty$ is wel $Z_1 = \infty$, maar is ook $Z_2 = \infty$. Om voor deze frequentie de damping te bepalen, stellen we in (47) $x = \infty$ en vinden dan:

$$\frac{Z_1}{4Z_2} = a^2 - 1 = \frac{1}{1-m^2} - 1$$

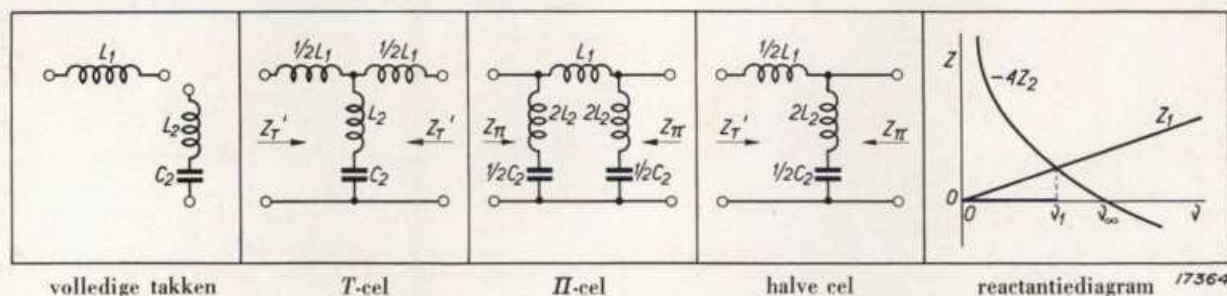


Fig. 12. Laagdoorlatende filtercel. m_T -transformatie. $L_1 = m L_1'$; $L_2 = \frac{1-m^2}{4m} L_1'$; $C_2 = m C_2'$.

welke waarde alleen oneindig is voor $m=1$, dus voor het grondtype. Dus voor dit getransformeerde type is de damping eindig voor $x=\infty$ ($v=\infty$). De frequentie met oneindige damping x_∞ vinden we door in (44) $Z_z=0$ te stellen, dus:

$$x_\infty = a = \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \quad \dots (48)$$

We hebben vroeger gezien, dat m tusschen 0 en 1 ligt. Hieruit volgt, dat x_∞ tusschen 1 en ∞ ligt. Door geschikte keuze van m is dus de frequentie met oneindige damping bij iedere frequentie in het dampingsgebied te leggen.

De dampingsconstante α en de phaseconstante β bepalen we weer voor iedere frequentie uit fig. 10 en 11 met behulp van (47). Voor $x < a$ (dus $x < x_\infty$) is, volgens (47), $Z_1/4Z_z$ negatief en nemen we in de figuren de krommen met de parameter $\varphi=180^\circ$; voor $x > a$ (dus $x > x_\infty$) is $Z_1/4Z_z$ positief en nemen we de krommen met de parameter $\varphi=0^\circ$.

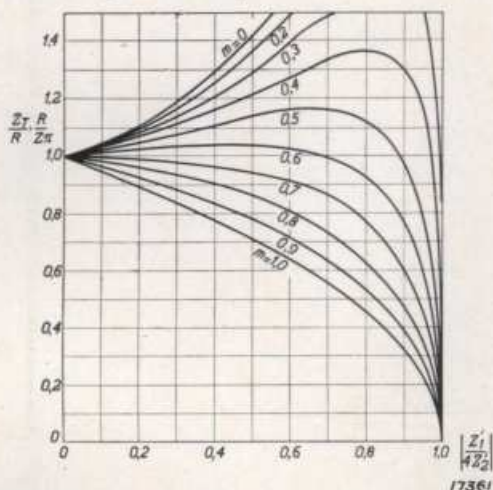


Fig. 13. $Z_T/R = R/Z_\pi$ als functie van $Z_1/4Z_z$ voor verliesvrije filters. De spiegelbeeldimpedantie Z_T voor de m_π -transformatie en de spiegelbeeldimpedantie Z_π voor de m_T -transformatie zijn voor alle typen filtercellen in het doorlaatgebied uit deze figuur af te leiden.

De spiegelbeeldimpedanties $Z_T = Z_T'$ en Z_π vinden we in het doorlaatgebied uit fig. 13, waar Z_T/R en R/Z_π uitgezet zijn als functie van:

$$\left| \frac{Z_1'}{4Z_z'} \right| = x^2.$$

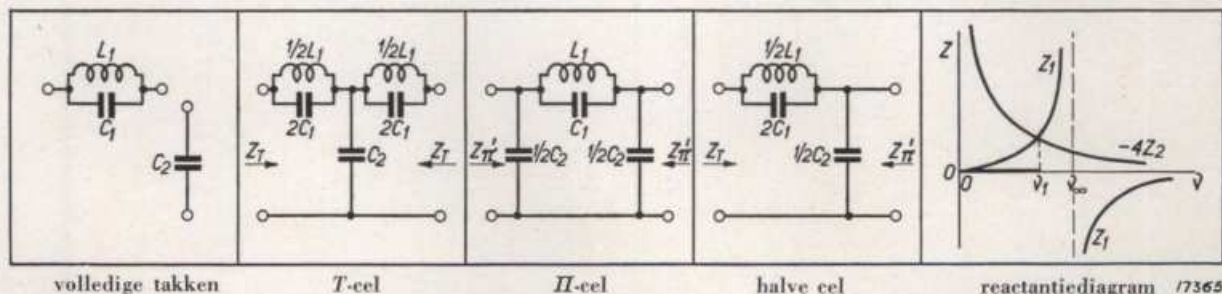


Fig. 14. Laagdoorlatende filtercel. m_π -transformatie. $L_1 = mL_1'$; $C_1 = \frac{1-m^2}{4m} C_2'$; $C_2 = mC_2'$.

Bij de m_T -transformatie wordt $Z_T/R = Z_T'/R$ aangegeven door de kromme met de parameter $m=1,0$, onverschillig welke waarde van m bij de transformatie is toegepast, terwijl R/Z_π wordt aangegeven door de kromme met de gebezigde waarde van m als parameter.

c) m_π -transformatie. Passen we de formules (27) tot (31) toe op het grondtype van fig. 8, dan vinden we de volledige takken, de T-cel, de II-cel, de halve cel en het reactantie-diagram, voorgesteld in fig. 14. Hierbij is:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= mL_1' ; \\ C_1 &= \frac{1-m^2}{4m} C_2' ; \\ C_2 &= mC_2' . \end{aligned} \right\} \dots (49)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= j \frac{2Rmx}{1-x^2(1-m^2)} = Z_1' \frac{m}{1-x^2(1-m^2)} ; \\ Z_z &= \frac{R}{2jmx} = \frac{Z_z'}{m} ; \end{aligned} \right\} \dots (50)$$

$$Z_T = Z_T' \frac{1}{1-\frac{x^2}{a^2}} = R \frac{\sqrt{1-x^2}}{1-\frac{x^2}{a^2}} ; \dots (51)$$

$$Z_\pi = Z_\pi' \frac{R}{\sqrt{1-x^2}} ; \dots (52)$$

$$\frac{Z_1}{4Z_z} = \frac{a^2-1}{1-\frac{x^2}{a^2}} ; \dots (53)$$

$$x_\infty = a = \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} ; \dots (54)$$

Naar behooren is $Z_1/4Z_z$, en daarmee x_∞ , a en β bij eenzelfde waarde van m voor de m_π -transformatie gelijk aan de overeenkomstige waarden, voor de m_T -transformatie gevonden.

Uit (46) en (51) volgt, dat Z_T/R voor de m_π -transformatie gelijk is aan R/Z_π voor de m_T -transformatie. Men vindt ook nu Z_T en Z_π uit fig. 13. $R/Z_\pi = R/Z_\pi'$ wordt nu aangegeven door de kromme met de parameter $m=1,0$, onverschillig welke waarde van m bij de transformatie is toegepast, terwijl Z_T/R wordt aangegeven door de kromme met de gebezigde waarde van m als parameter.

d) *Invloed der verliezen in de filterelementen.* Tot nu toe hebben we ondersteld, dat de elementen, waaruit het filter is opgebouwd, verliesvrij zijn. De spoelen en condensatoren bezitten echter eenige weerstand. Om de invloed hiervan na te gaan, beschouwen we de verliezen der spoelen als een serie weerstand r_L , die der condensatoren als een parallel weerstand R_C , en stellen:

$$\frac{r_L}{\omega L} = d_L, \quad \frac{1}{R_C \omega C} = d_C.$$

Verder onderstellen we d_L voor alle spoelen van het filter gelijk, en evenzoo d_C voor alle condensatoren van het filter gelijk. We moeten dus in de formules voor het verliesvrije geval $j\omega L$ en $j\omega C$ vervangen resp. door:

$$\left. \begin{aligned} r_L + j\omega L &= j\omega L \left(1 - j \frac{r_L}{\omega L}\right) = j\omega L (1 - j d_L) ; \\ \frac{1}{R_C} + j\omega C &= j\omega C \left(1 - j \frac{1}{R_C \omega C}\right) = j\omega C (1 - j d_C). \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

Voor het grondtype vinden we dan:

$$\left. \begin{aligned} Z_1' &= j \cdot 2 R x (1 - j d_L) ; \\ Z_2' &= \frac{R}{j 2 x (1 - j d_C)} ; \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

$$\frac{Z_1'}{4 Z_2'} = -x^2 (1 - j d_L) (1 - j d_C). \quad (57)$$

Zooals vroeger reeds medegedeeld, is de invloed van de verliezen in de filtercellen op de spiegelbeeldimpedanties als regel te verwaarloozen. Deze berekenen we dan ook steeds met verwaarloozing der verliezen.

Uit (57) volgt, dat $Z_1'/4 Z_2'$ nu complex is; daarom stellen we:

$$\frac{Z_1'}{4 Z_2'} = U' + j V' ; \quad (58)$$

$$\frac{V'}{U'} = \operatorname{tg} \varphi' . \quad (59)$$

Als regel zijn d_L en d_C klein (0,005 tot 0,05). In sommige gevallen, nl. bij gebruik van condensatoren van zeer goede kwaliteit, zal men d_C zelfs geheel kunnen verwaarloozen. Met zeer goede benadering kan men stellen:

$$\frac{Z_1'}{4 Z_2'} = -x^2 \{1 - j (d_C + d_L)\} ; \quad (60)$$

$$\left. \begin{aligned} U' &= -x^2 . \\ V' &= x^2 (d_L + d_C) . \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

$$\operatorname{tg} \varphi' = - (d_L + d_C) . \quad (62)$$

Voor de getransformeerde typen vindt men de waarde van $Z_1/4 Z_2$ eveneens uit de waarde voor het weerstandslooze geval door x^2 te vervangen door $x^2 (1 - j d_L) (1 - j d_C)$, zooals een eenvoudige berekening aantoont. Dus:

$$\frac{Z_1}{4 Z_2} = \frac{a^2 - 1}{1 - \frac{a^2}{x^2 (1 - j d_L) (1 - j d_C)}} . \quad (63)$$

We stellen ook nu $Z_1/4 Z_2 = U + j V$, $\operatorname{tg} \varphi = V/U$. In fig. 10 en 11 zijn α en β uitgezet als functie van $|Z_1/4 Z_2|$ met φ als parameter.

In het doorlaatgebied is de invloed van de verliezen in de filterelementen het belangrijkste voor frequenties, weinig verschillend van de grensfrequentie; daar kan α door deze verliezen een vrij groote waarde bereiken, zooals uit fig. 10 volgt. In het dempingsgebied is de invloed van de verliezen het belangrijkste voor de „frequentie met oneindige demping” x_∞ : daar zijn zij oorzaak, dat de demping eindig blijft. Voor x_∞ is $x = a$; uit (63) volgt voor deze frequentie met voldoende benadering:

$$\frac{Z_1}{4 Z_2} = j \frac{a^2 - 1}{d_L + d_C} ; \quad (64)$$

$$\left| \frac{Z_1}{4 Z_2} \right| = \frac{a^2 - 1}{d_L + d_C} ; \quad (65)$$

$$\varphi = 90^\circ . \quad (66)$$

e) *Samengestelde filters.* We hebben in het vorige artikel gezien, hoe een samengesteld filter wordt opgebouwd uit afzonderlijke cellen. Door verschillende cellen van de besproken typen met verschillende waarden van m (waarbij eventueel ook $m = 1$, dus het grondtype) in serie te schakelen, kan men zorgen, dat de demping in het dempingsgebied aan zekere gestelde eischen voldoet. Op de verbindingsplaatsen der cellen moeten gelijke spiegelbeeldimpedanties aan elkaar sluiten; neemt men uitsluitend T -cellen volgens de m_T -transformatie, of uitsluitend II -cellen volgens de m_π -transformatie, dan is aan deze eisch voldaan. Ook kan men van T -cellen op II -cellen overgaan door tusschenschakeling van een halve cel van het grondtype. Verder is het noodig, dat de spiegelbeeldimpedanties van het geheele filter, dus de spiegelbeeldimpedanties van de eindcellen, in het doorlaatgebied zoo goed mogelijk gelijk zijn aan de uitwendige impedanties R_1 en R_2 , die tusschen de uitwendige klemmen van het filter zijn aangesloten. We onderstellen deze uitwendige impedanties R_1 en R_2 reëel en aan elkaar gelijk. Zijn ze niet reëel, dan treden complicaties op, waar we hier niet verder op ingaan. Zijn ze niet aan elkaar gelijk, dan kan men ze door tusschenschakeling van een transformator aan elkaar gelijk maken (fig. 15). Uit fig. 13 blijkt, dat voor $m = 0,6$ de impedanties Z_T voor de m_π -transformatie, en Z_π voor de m_T -transformatie in verreweg het grootste deel van het doorlaatgebied vrij constant zijn. Van deze merkwaardige eigenschap

kan men met voordeel gebruik maken om het filter van gunstige eindcellen te voorzien. Een fil-

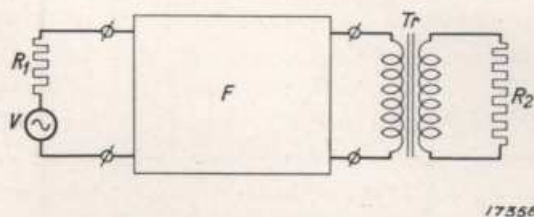


Fig. 15. Filter met een primaire en een secundaire uitwendige weerstand R_1 en R_2 en een generator met spanning V . De transformatieverhouding van de transformator Tr is $\sqrt{R_2/R_1}$. Is $R_1 = R_2$, dan laat men de transformator weg.

ter, opgebouwd uit T -cellen, hetzij volgens het grondtype, hetzij volgens de m_T -transformatie, sluit men aan beide zijden af met een halve cel volgens de m_T -transformatie met de spiegelbeeldimpedantie Z_π naar buiten en $m = 0,6$; een filter, opgebouwd uit Π -cellen, sluit men aan beide zijden af met een halve cel volgens de m_π -transformatie met de spiegelbeeldimpedantie Z_T naar buiten en $m = 0,6$. Fig. 16 geeft van beide gevallen een voorbeeld. Op de verbindingsplaatsen der cellen sluiten in het filter overal gelijke spiegelbeeldimpedanties aan elkaar, terwijl de spiegelbeeldimpedanties van het geheele filter in verreweg het grootste deel van het doorlaatgebied vrijwel constant zijn. Men berekent de waarden der filterelementen uit de besproken formules, waarbij voor R de waarde van de (gelijke) uitwendige weerstanden genomen wordt.

Door de op blz. 276 aangeduide herhaalde m -transformatie toe te passen, in het mogelijk, eindcellen te vormen, waarvan de spiegelbeeldimpe-

dantie in het doorlaatgebied nog beter constant is. Men komt dan tot gecompliceerde eindcellen, die in de meeste gevallen echter niet noodig zijn.

f) Schematisch overzicht der besproken filtercellen (fig. 17). De constructie en de voornaamste eigenschappen der besproken filtercellen vindt men schematisch aangegeven in fig. 17. Kolom 1 heeft betrekking op het grondtype, kolom 2 op de m_T -transformatie, kolom 3 op de m_π -transformatie. In de 1e rij zijn de volledige takken aangegeven; in de 2e rij vindt men de waarden der elementen van deze volledige takken uitgedrukt in R , v_1 en m . Hoe men van deze volledige takken een T -cel, een Π -cel en een halve cel vormt, is aangegeven in fig. 8, 12 en 14. In de volgende rijen zijn Z_T , Z_π , α en β kwalitatief aangeduid. In ieder figuurtje is de frequentie x als abscis zoodanig aangegeven, dat $x = \infty$ telkens aan het einde van de as staat. Op overeenkomstige schematische wijze is ook de waarde ∞ voor de ordinaat in het eindige aangegeven, met uitzondering van β , die lineair is uitgezet. In deze vier rijen zijn de filterelementen verliesvrij gedacht. Hoe deze figuren door de verliezen in de filterelementen gewijzigd worden, is met behulp van het boven besprokene voor ieder geval te berekenen. In de daaropvolgende rij is de waarde van $Z_1/4 Z_2$ aangegeven, zoowel voor het ideale geval ($d = 0$) als voor het praktische geval ($d \neq 0$). Met behulp van deze formules kan men voor iedere frequentie $Z_1/4 Z_2$ berekenen, en daarna uit fig. 10 en 11 de waarden van α en β vinden. Ten slotte zijn onder aan de tabel de definities der gebezigde grootheden aangegeven.

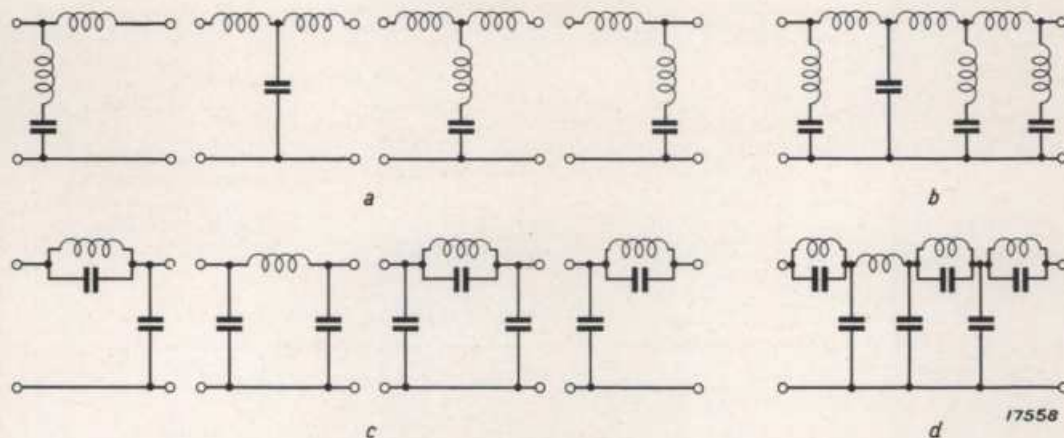


Fig. 16. Laagdoorlatend filter, opgebouwd uit één cel van het grondtype, één cel volgens de m -transformatie met een willekeurige waarde van m en twee halve eindcellen volgens de m -transformatie met $m = 0,6$, om voor het geheele filter in het doorlaatgebied een nagenoeg constante spiegelbeeldimpedantie te verkrijgen. a de afzonderlijke cellen in T -vorm; b deze cellen tot één geheel vereenigd; c de afzonderlijke cellen in Π -vorm; d deze cellen tot één geheel vereenigd. De filters b en d zijn equivalent.

LAAGDOORLATENDE FILTERCELLEN				
TYPENUMMER	1	2	3	
VOLLEDIGE TAKKEN	GRONDTYPE	m_T -TRANSFORMATIE	m_{π} -TRANSFORMATIE	
WAARDEN DER ELEMENTEN	$L_1' = \frac{R}{\pi \nu_1}$ $C_2' = \frac{1}{R \pi \nu_1}$	$L_1 = m L_1'$ $L_2 = \frac{1-m^2}{4m} L_1'$ $C_2 = m C_2'$	$L_1 = m L_1'$ $C_1 = \frac{1-m^2}{4m} C_2'$ $C_2 = m C_2'$	
$Z_T = \sqrt{Z_1 Z_2} \sqrt{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}$	 $Z_T' = R \sqrt{1-x^2}$	 $Z_T = R \sqrt{1-x^2} (=Z_T')$	 $Z_T = R \sqrt{1-x^2} (=Z_T')$	
$Z_{\pi} = \frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}}$	 $Z_{\pi}' = \frac{R}{\sqrt{1-x^2}}$	 $Z_{\pi} = R \frac{1-x^2}{\sqrt{1-x^2}}$	 $Z_{\pi} = R \frac{1-x^2}{\sqrt{1-x^2}} (=Z_{\pi}')$	
DAMPINGSCONSTANTE α VOOR VERLIESVRIJE FILTERELEMENTEN				
PHASECONSTANTE β VOOR VERLIESVRIJE FILTERELEMENTEN				
$\frac{Z_1}{4Z_2}$	ZONDER VERLIEZEN $d = 0$	$-x^2$	$\frac{a^2-1}{1-\frac{a^2}{x^2}}$	
	MET VERLIEZEN $d \neq 0$	$-x^2(1-jd_L)(1-jdc)$	$\frac{a^2-1}{1-\frac{a^2}{x^2(1-jd_L)(1-jdc)}}$	
DEFINITIES DER GEBEZIGDE GROOTHEDEN	$x = \frac{\nu}{\nu_1}$ $x_{\infty} = \frac{\nu_{\infty}}{\nu_1} = a$	$m^2 = 1 - \frac{1}{a^2}$ $a^2 = \frac{1}{1-m^2}$	$d_L = \frac{r_L}{\omega L}$ $dc = \frac{1}{R_c \omega C}$	

17567

Fig. 17. Gegevens en formules voor het ontwerpen van laagdoorlatende filtercellen.

Appendix. Formules van de artikelen „Electrische filters I en II”.

Beteekenis van de symbolen:

Z_{ao} nullastimpedantie } ingangszijde.
 Z_{ak} kortsluitimpedantie }
 Z_{bo} nullastimpedantie } uitgangszijde.
 Z_{bk} kortsluitimpedantie }
 Z_a, Z_b spiegelbeeldimpedanties.
 T voortplantingsconstante.
 α dempingsconstante.
 β phaseconstante.
 I_n primaire stroom van de n^e cel = secundaire stroom van de $(n-1)^e$ cel.
 Z_T, Z_π , spiegelbeeldimpedanties van T -cellen resp. Π -cellen.
 Z_1, Z_2 volledige takken.
 Z_1', Z_2' volledige takken volgens het grondtype.
 m parameter van de „ m -transformatie”.

Formules:

$$Z_a = \sqrt{Z_{ao} Z_{ak}} \quad (1)$$

$$Z_b = \sqrt{Z_{bo} Z_{bk}} \quad (2)$$

$$\tanh T = \sqrt{\frac{Z_k}{Z_o}} \quad (3)$$

$$e^{-zT} = \frac{1 - \sqrt{\frac{Z_k}{Z_o}}}{1 + \sqrt{\frac{Z_k}{Z_o}}} \quad (4)$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \sqrt{\frac{Z_a}{Z_b}} \cdot e^{-T} = \sqrt{\frac{Z_a}{Z_b}} \cdot e^{-\alpha - j\beta} \quad (5)$$

$$\frac{I_{n+1}}{I_1} = \sqrt{\frac{Z_a}{Z_{n+1}}} e^{-(T_1 + T_2 + \dots + T_n)} \quad (6)$$

$$Z_o = \frac{1}{2} Z_1 + 2 Z_2 \quad (7)$$

$$Z_k = \frac{1}{2} Z_1 \quad (8)$$

$$Z_T = \sqrt{Z_o Z_k} = \sqrt{Z_1 Z_2} \sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}} \quad (9)$$

$$Z_o = 2 Z_2 \quad (10)$$

$$Z_k = \frac{2 Z_1 Z_2}{Z_1 + 4 Z_2} \quad (11)$$

$$Z_\pi = \sqrt{Z_o Z_k} = \frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}}} \quad (12)$$

$$\frac{Z_k}{Z_o} = \frac{1}{1 + \frac{4 Z_2}{Z_1}} \quad (13)$$

Voor halve cel:

$$e^{-zT} = \frac{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}} - \sqrt{\frac{Z_1}{4 Z_2}}}{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}} + \sqrt{\frac{Z_1}{4 Z_2}}} \quad (14)$$

Voor T -cel en Π -cel:

$$e^{-T} = \frac{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}} - \sqrt{\frac{Z_1}{4 Z_2}}}{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}} + \sqrt{\frac{Z_1}{4 Z_2}}} \quad (15)$$

In het doorlaatgebied geldt:

$$-1 < \frac{Z_1}{4 Z_2} < 0 \quad (16)$$

Grenzen van het doorlaatgebied:

$$\frac{Z_1}{4 Z_2} = \begin{cases} 0 \\ -1 \end{cases} \quad (17)$$

Voorwaarde voor oneindige demping

$$\frac{Z_1}{4 Z_2} = \infty \quad (18)$$

 m -transformatie:

$$Z_k = \frac{1}{2} m Z_1' \quad (19)$$

$$Z_o = \frac{Z_1'}{2m} + \frac{2 Z_2'}{m} \quad (20)$$

$$Z_1 = m Z_1' \quad (21)$$

$$Z_2 = \frac{1 - m^2}{4m} Z_1' + \frac{1}{m} Z_2' \quad (22)$$

$$Z_T = Z_T' \quad (23)$$

$$Z_\pi = Z_\pi' \left(1 + \frac{1}{a^2} \frac{Z_1'}{4 Z_2'} \right) \quad (24)$$

$$\frac{Z_1}{4Z_2} = \frac{Z_1'}{4Z_2'} \frac{m^2}{1 + \frac{1}{a^2} \frac{Z_1'}{4Z_2'}} \quad (25)$$

$$Z_2 = \frac{1}{m} Z_2' \quad (28)$$

$$Z_\pi = Z_\pi' \quad (29)$$

$$0 \leq m \leq 1 \quad (26)$$

$$Z_T = Z_T' \frac{1}{1 + \frac{1}{a^2} \frac{Z_1'}{4Z_2'}} \quad (30)$$

m_π -transformatie:

$$Z_1 = \text{parallelschakeling van } m Z_1' \text{ en } \frac{4m}{1-m^2} Z_2' \quad (27)$$

$$\frac{Z_1}{4Z_2} = \frac{Z_1'}{4Z_2'} \frac{m^2}{1 + \frac{1}{a^2} \frac{Z_1'}{4Z_2'}} \quad (31)$$

EEN BEVEILIGINGSINSTALLATIE MET INFRAROODE STRALEN

door A. L. TIMMER en A. H. VAN ASSUM.

Samenvatting. Beschrijving van een beveiligingsinstallatie met infrarood wissellicht, welke over een afstand van 425 meter werkt. Behalve de lichtbron bevat de opstelling een fotocel en een 2-lamps-wisselstroomversterker.

Inleiding

Het komt tegenwoordig meer en meer voor, dat men de bewaking en beveiliging van ruimten, waarin waardevolle zaken zijn ondergebracht, niet meer laat verzorgen door personen, die de ronde doen, maar door een apparaat, dat alarmeert, zoodra een ongewenscht persoon de bewaarplaats te dicht nadert. Het voordeel is, dat continu bewaking aanwezig is en dat eventueel alarm gemaakt kan worden op de daarvoor aangewezen plaatsen, bijv. politieposten. Objecten voor zulke intensieve bewaking kunnen bijv. zijn: kluisinrichtingen van banken, waardevolle deelen van musea, winkels, enz.

Een betrouwbare alarminrichting moet aan verschillende voorwaarden voldoen:

- 1) zij mag niet op eenvoudige wijze buiten werking gesteld kunnen worden,
- 2) zij moet alarmeeren, wanneer er een defect optreedt of de voedingsbronnen worden uitgeschakeld,
- 3) zij moet niet als zoodanig de aandacht trekken,
- 4) zij moet niet gestoord worden door de normaal aanwezige omgeving.

Er zijn natuurlijk ook verschillende mechanische beveiligingen mogelijk, zooals bijvoorbeeld deurcontacten of contactdrempels. Groote voordeelen biedt echter een systeem, waarbij gebruik gemaakt wordt van onzichtbare stralen, die bij onderschepping door een of andere oorzaak een alarminstallatie in werking brengen. In beginsel berust dit

systeem op de werking van een fotocel, die een stroom doorlaat zoolang er (infrarood) licht op geworpen wordt. Deze zeer kleine stroom kan na versterking gebruikt worden om de alarminrichting in werking te stellen.

De eenvoudigste opzet van een dergelijke installatie zou zijn, dat men de stroom van een fotocel direct een relais laat bekrachtigen. De opgewekte stroom is echter van de orde van grootte van microampères, zooals het volgende voorbeeld zal aantoonen. Neemt men als lichtbron een gloeilamp van bijvoorbeeld 25 kaars, dan is de totale lichtstroom, die uitgezonden wordt, ongeveer 250 lumen. Zet men op een afstand van 1 m van deze lamp een fotocel met een vensteropening van bijv. 20 cm², dan vangt deze op:

$$\frac{20}{4\pi 100^2} 250 \approx 0,04 \text{ lumen.}$$

De gebruikte vacuum-cel heeft voor wit licht een gevoeligheid van ongeveer 25 $\mu\text{A/lumen}$, zoodat dus een stroom ontstaat van ongeveer 1 μA . Deze stroom is buitengewoon klein, doch is te vergrooten door tusschen lichtbron en fotocel een lens te plaatsen (fig. 1). Neemt men hiervoor een lens met een brandpuntsafstand van 25 cm en een diameter van 10 cm en zet men de fotocel zoo ver weg, dat de grootte van het beeld van de gloeidraad de opening juist vult, dan valt al het licht, dat de lens opvangt, juist in de fotocel. De afmetingen van de gloeidraad

zijn ongeveer 2 mm in het vierkant en de fotocel-opening is een cirkel met een straal van 2,5 cm. De gloeidraad moet dan 26,4 cm vóór de lens wor-

die ongeveer 6 maal zoo gevoelig is, maar een kritischer instelling vereischt, dan wordt de elektrische stroom 348 μ A, wat nog steeds te gering is. Boven-

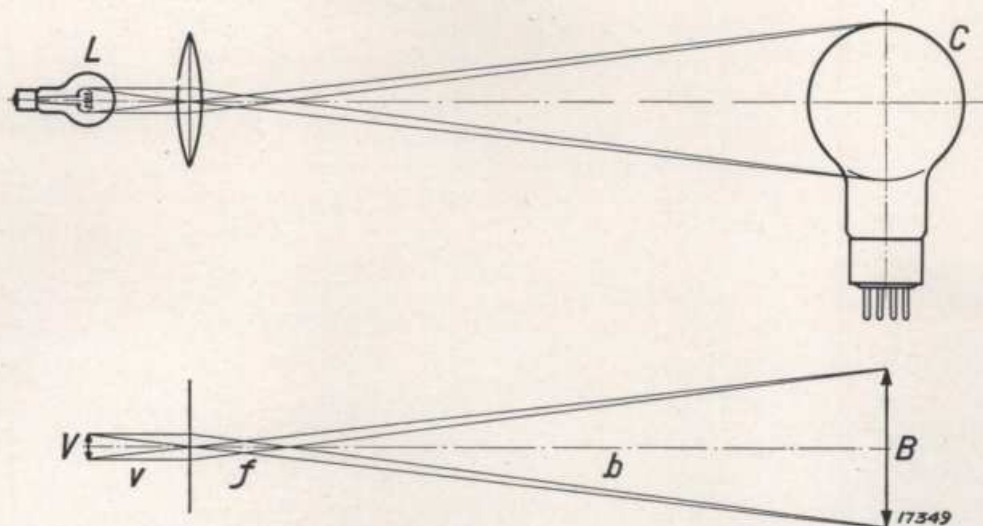


Fig. 1. De afbeelding van het gloeilichaam van een elektrische gloeilamp L zoo, dat het beeld juist de opening van een foto-elektrische cel C vult. In de onderste helft van de figuur beteekenen V de grootte van het gloeilichaam, v de afstand hiervan tot de lens, f de brandpuntsafstand van de lens, b de afstand van het gevormde beeld tot de lens, B de grootte van dit beeld.

den geplaatst en het beeld ontstaat 462,5 cm daarachter. Zodoende hebben wij dus een beveiligingsweg van 4,6 m verkregen.

Hoewel de lens een belangrijk grooter gedeelte van het naar alle zijden uitgezonden licht op de fotocel concentreert, dan er zonder lens op de fotocel zou vallen, komt ook bij deze opstelling van de 250 uitgezonden lumens toch nog slechts 2,32 lumen op de fotocel terecht, indien we de verliezen door lichtabsorptie in de lens verwaarloozen. De stroom, die de fotocel levert, bedraagt dan 58 μ A. Een relais, dat op deze stroom reageert, is niet eenvoudig te maken, terwijl een beveiligingsweg van 4,6 meter ook niet erg groot is. Neemt men in plaats van een vacuümcél, een met gas gevulde cel,

dien hebben wij in dit voorbeeld met zichtbaar licht te maken, wat in strijd is met bovengenoemde derde voorwaarde. Daar de beschouwde fotocel echter vrij gevoelig is voor infrarode stralen, is het mogelijk, het licht met behulp van een glazen plaat, die alleen deze stralen doorlaat (infraroodfilter) onzichtbaar te maken. De gevoeligheid van de fotocel wordt door deze maatregel echter tot op ongeveer een derde verminderd, waardoor de beschikbare stroom weer drie maal zoo klein wordt. Het is derhalve noodzakelijk, de fotostroom te versterken, opdat deze in staat zal zijn, een relais in beweging te brengen.

De versterker

De eenvoudigste manier om een fotocelstroom te versterken is principieel gegeven in fig. 2.

De in de fotocel C tengevolge van de belichting opgewekte stroom wordt gevoerd over een weerstand R , die tusschen rooster en kathode van de versterkerbuis L is geschakeld, zoodat de spanning van het rooster negatief wordt ten opzichte van de kathode. De werking is dan als volgt: Indien de fotocel onbelicht is, loopt er door de weerstand R geen stroom. Dan heeft het rooster van L dezelfde potentiaal als de kathode en vloeit er een bepaalde anodestroom, die het anker van relais A in aangetrokken stand houdt. Wordt de fotocel belicht, dan wordt het rooster negatief en derhalve neemt de anodestroom af, zoodat het relais-anker los-

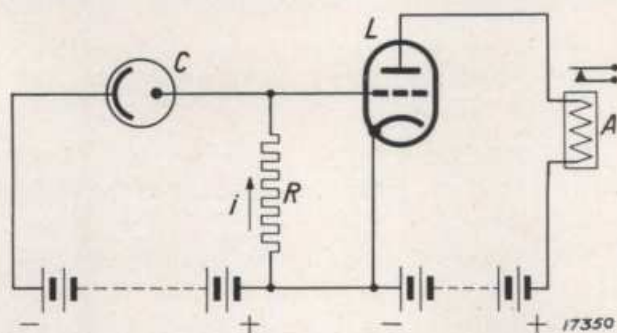


Fig. 2. Valt er geen licht op de fotocel C , dan vloeit door het relais A een stroom, die het anker aantrekt. Wordt C belicht, dan veroorzaakt de daardoor optredende stroom i een spanningsval langs R , zoodat het negatief worden van het rooster van L een vermindering van de stroom door A bewerkstelligt, waardoor het anker wordt losgelaten.

laat. In deze stand staat het apparaat dus op „veilig”. Wordt de lichtstraal onderschept, dan neemt de stroom door het relais toe, het anker wordt aangetrokken, waardoor een „alarm”-installatie in werking kan worden gebracht.

Het is duidelijk, dat deze werkwijze niet aan bovengenoemde tweede voorwaarde voldoet. Immers, als er aan de versterker iets onklaar raakt, bemerkt men dit niet, omdat de relaisstroom dan nul wordt en het anker dus niet wordt aangetrokken. Aan dit bezwaar kan tegemoet gekomen worden door de

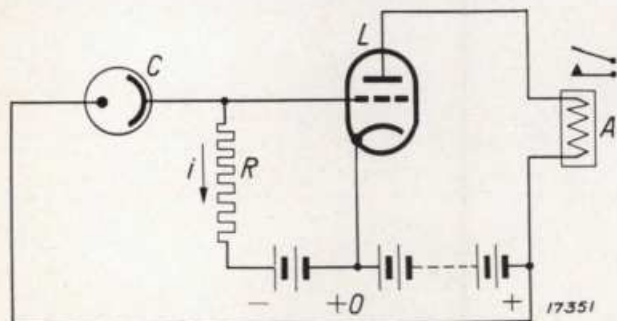


Fig. 3. Valt er geen licht op *C*, dan vloeit door *A* een zeer kleine stroom, die geen gevolgen heeft. Wordt nu *C* belicht, dan wordt, in tegenstelling met fig. 2, omdat hier de stroom van *C* in omgekeerde richting door *R* vloeit, het rooster van *L* positief ten opzichte van de rusttoestand; de stroom door *A* neemt toe en kan bewerkstelligen, dat het anker wordt aangetrokken.

schakeling uit te voeren, zooals in fig. 3 is geteekend. Hier krijgt het rooster van de versterkerbuis *L* een negatieve vóórspanning, zoodat er een kleine ruststroom vloeit door het relais *A*, dat hierdoor

Staat het apparaat op „veilig”, dan vloeit, in tegenstelling met de schakeling van fig. 2, een stroom door het relais, zoodat het anker wordt aangetrokken. Bij iedere storing, van welke aard ook, zal nu „alarm” gemaakt worden.

Wanneer men de lichtstraal, die voor de beveiliging dient, een behoorlijk lange weg wil laten doorloopen, dan is de inrichting echter nog niet gevoelig genoeg. De afstand zou vergroot kunnen worden door van een grootere lichtintensiteit gebruik te maken. Dit is om praktische redenen niet mogelijk. Er blijft dus niets anders over dan grootere versterking toe te passen. Dit kan niet meer bereikt worden met één versterkerlamp, waardoor dus meerdere versterkerlampen noodzakelijk zijn.

Het prinsipschema van het in dit laboratorium ontwikkelde apparaat is weergegeven in fig. 4. Hierbij valt direct op, dat de fotocel aan het rooster van de eerste versterkerlamp verbonden is over een condensator. De reden hiervoor is de volgende. De schema's, geteekend in fig. 2 en 3, zijn in principe gelijkstroom-versterkers. Nu is het zonder uitgebreide voorzorgsmaatregelen zeer moeilijk om een gelijkstroom-versterker met meer dan één trap uit te voeren. Het is echter zeer eenvoudig om een meertraps-versterker voor wisselstroom te construeeren. Het schema, geteekend in fig. 4, heeft dan ook hierop betrekking. Het is nu echter noodzakelijk, dat ook de fotocel een wisselstroom levert.

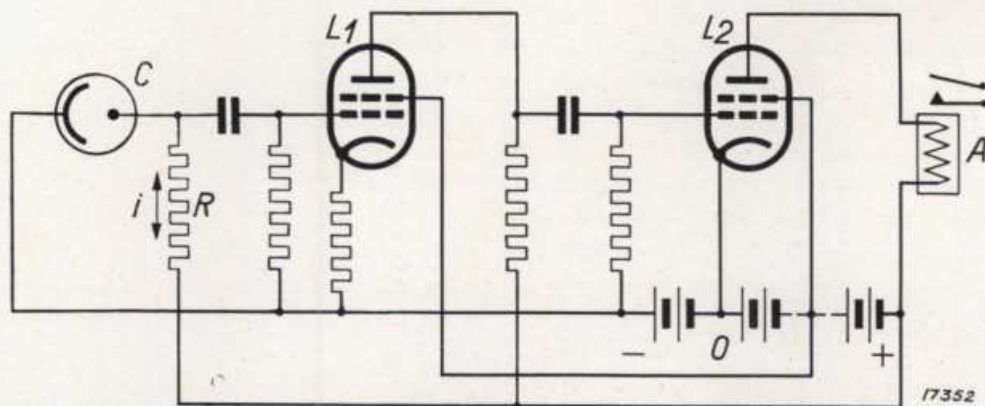


Fig. 4. De installatie voor wissellicht. Op de fotocel *C* valt licht van wisselende intensiteit; over *R* staat daardoor o.a. een wisselspanning. Deze spanning wordt door *L*₁ versterkt en daarna aan *L*₂ toegevoerd, waardoor de stroom door het relais *A* toeneemt, zooals in fig. 6 wordt verduidelijkt.

niet bekrachtigd wordt. Wordt nu de fotocel belicht, dan zal de stroom door de weerstand *R*, doordat de fotocel hier andersom is geschakeld (zie hierbij ook fig. 2), de negatieve vóórspanning van het rooster verminderen, zoodat de anodestroom zal toenemen en het relais zal kunnen bekrachtigen.

Om tot deze vereischte wisselstroom te geraken, kan men twee wegen inslaan:

- 1) men kan de anode van de fotocel een wisselende spanning toevoeren,
- 2) het opvallende licht kan een wisselend karakter hebben.

De voordeelen van het onder 2) genoemde systeem vallen dadelijk in het oog: het apparaat reageert dan niet meer op continu licht; men kan dus niet, bij wijze van spreken, door de lichtbundel heen lopen en het onderschepte licht vervangen door dat van een zaklantaarn op de fotocel te richten. Om deze redenen is dan ook het tweede systeem gekozen.

Het „wissellicht” wordt op de volgende wijze verkregen. In een magneetspoeltje, (als van een luidspreker), is een stalen veer aangebracht in plaats van het anker. (fig. 5). Het geheel wordt nu in een projector gemonteerd tusschen gloeilamp en

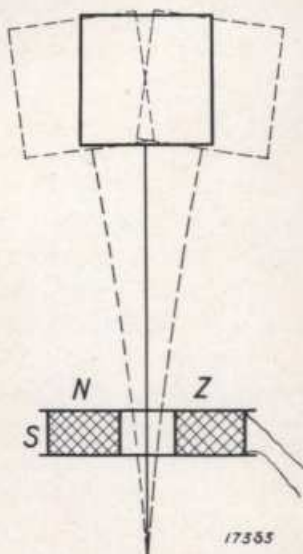


Fig. 5. Trilveer, die het licht zijn wisselend karakter geeft. Door de spoel S vloeit wisselstroom van 50 per/sec, waardoor met behulp van een hoefmagneet met polen N en Z het veertje een trillende beweging gaat uitvoeren.

lens en wel zoodanig, dat het plaatje in de ruststand de lichtbundel, die de lens opvangt, juist halveert. Op deze wijze bereikt men, dat met een zoo klein mogelijke uitwijking van het veertje de lichtbundel verduisterd of vrijgelaten kan worden. Het is verleidelijk hierbij van het resonantie-principe gebruik te maken, dus de eigenfrequentie van het veertje te laten samenvallen met die van het wisselstroomnet; op deze manier zou men met weinig energie een groote uitwijking verkrijgen. Deze methode is echter onbruikbaar, omdat bij een kleine verandering van de frequentie de uitwijking onmiddellijk zeer veel kleiner zou worden. De eigen frequentie moet een eind boven de opgedrukte liggen, lag zij er onder, dan zou de veer met een knoop gaan trillen.

Zodoende is dus bereikt, dat de fotocel wisselend licht opvangt, waardoor dus door het spanningsverlies in R op het rooster van de eerste versterkerbuis een wisselspanning kan optreden. Deze spanning wordt nu, na te zijn versterkt, toe-

gevoerd aan het rooster van de tweede versterkerbuis, die als anodedetector werkt, waarvan dus de anodestroom toeneemt met toenemende (wissel-) spanning op het rooster. Zooals uit fig. 4 blijkt, heeft het rooster van L_2 een negatieve vóórspanning en wel zoo groot, dat er een zeer kleine anodestroom vloeit (fig. 6). Wordt nu aan het rooster een wisselspanning toegevoerd, dan zal, zooals uit de figuur blijkt, de anodestroom een pulseerend

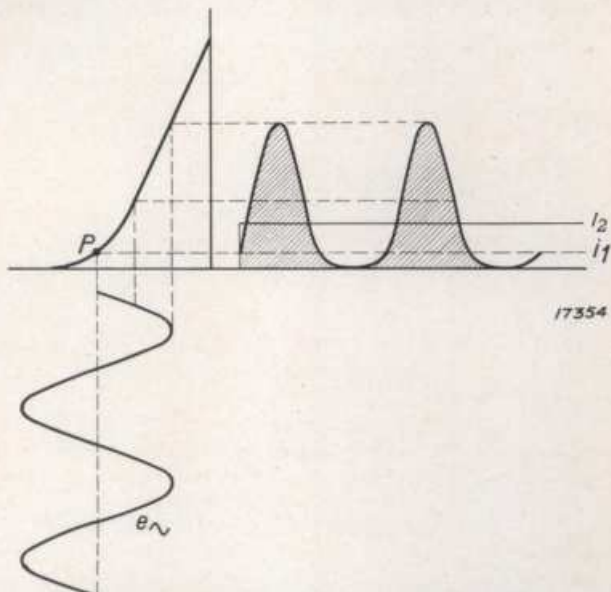


Fig. 6. Bij afwezigheid van wisselstroom stelt zich de anodestroom van de versterkerbuis in ter hoogte van het punt $P(i_1)$. Treedt nu een wisselspanning aan het rooster op, dan ontstaat er een pulseerende anodestroom met een gemiddelde waarde i_2 .

karakter krijgen. Hiervan merkt men evenwel niets, wanneer men deze stroom meet met een draaispoel-instrument, dat bij voldoende hoge frequentie van de pulsaties de gemiddelde stroom aanwijst. Deze

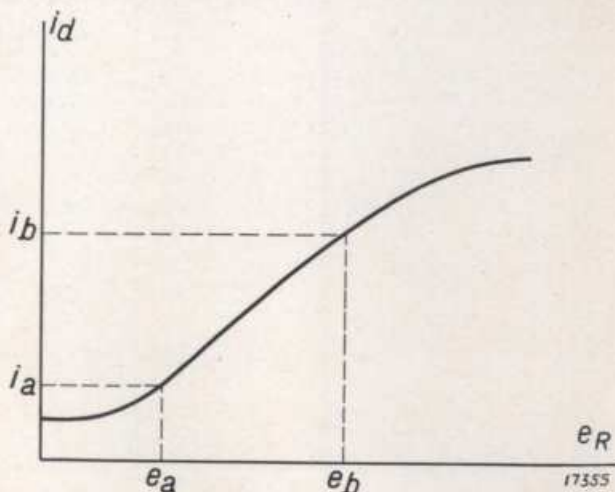


Fig. 7. Karakteristiek van de detectie, d.i. de anodestroom van de detector (die dus door het relais A stroomt) als functie van de wisselspanning op de weerstand R van fig. 4. Bij de stroom i_b wordt het anker van het relais aangetrokken, bij i_a wordt het losgelaten.

anodestroom nu dient om het alarmeeringsrelais te bekrachtigen.

De stroomen, waarbij het relais zijn anker aantrekt, resp. loslaat, zijn bepaald door de afmetingen. Uit de karakteristiek van de detectie, d.i. het verloop van de anodestroom als functie van de wisselspanning op de weerstand, R in fig. 4, kan men zien, welke wisselspanning men daar nodig heeft om het relais zijn anker te laten aantrekken. De ruststroom, welke vloeit, als er geen wisselspanning aanwezig is, dus als de lichtstraal onderschept is, moet iets kleiner zijn dan die, waarbij het anker wordt losgelaten. (Vgl. fig. 7).

Gevoeligheid van de versterker

Deze gevoeligheid van de versterker hangt voor een groot deel samen met de stroomgevoeligheid van het relais, welke op haar beurt o.a. afhangt van de wikkelruimte op de relaiskern. Immers voor de werking van een relais is alleen maatgevend het product van stroomsterkte en aantal windingen, zoodat tot op zekere hoogte meer windingen van dunner draad een gevoeliger relais maken. Aangezien de versterkte fotocel-stroom gelijk moet zijn aan het verschil tusschen de stroomen, waarbij het relais-anker aangetrokken, resp. losgelaten wordt, is het duidelijk, dat het voordeel biedt, deze stroomen laag te nemen, omdat de verhouding tusschen beide constant is.

Het is mogelijk gebleken, een relais zoodanig te bewikkelen, dat de „aantrekstroom” 0,6 mA en de „loslaatstroom” 0,2 mA is. Voor deze instelling van de detector is noodig een spanning van ongeveer 0,015 V op het rooster van de eerste versterkerbuis. De fotocel moet hiervoor $0,015 \mu\text{A}$ leveren (door een impedantie van 1 Megohm). Dit is de effectieve waarde; de piekwaarde hiervan is $\sqrt{2}$ maal zoo groot. Het licht echter varieert van nul tot een maximum; de curve van het „wissellicht” moet beschouwd worden ten opzichte van de „nullijn” A , zooals fig. 8 aangeeft. Dit wil zeggen, dat de piek-

waarde van de stroom, die de fotocel moet leveren, bedraagt:

$$2 \cdot 0,015 \cdot \sqrt{2} \mu\text{A} = 0,042 \mu\text{A}.$$

Bij gebruik van een met gas gevulde fotocel, waarvan de gevoeligheid voor wit licht ongeveer $150 \mu\text{A/lumen}$ bedraagt, zou men de benodigde $0,042 \mu\text{A}$ verkrijgen, indien 0,00028 lumen wit licht in de fotocel viel. Bij gebruik van infrarood licht is de gevoeligheid echter driemaal zoo klein, zoodat dan 0,00084 lumen (bij afwezigheid van het filter) op de fotocel moet vallen.

Te beveiligen afstand

Om nu te berekenen, welke afstand overeenkomt met 0,00084 lumen op de vensteropening van de fotocel, moet men bedenken, dat in dit geval de afstand zoo groot is, dat niet meer al het licht, dat uit de lens treedt, op de fotocel valt; het gevormde beeld van de gloeidraad is integendeel vele malen grooter dan het vensteroppervlak van de cel (fig. 9). Onder deze omstandigheden is de opgevangen hoeveelheid licht omgekeerd evenredig met het kwadraat van de afstand tot de lichtbron. Aangezien nu de brandpuntsafstand f , de afmeting V van de gloeidraad, het aantal lumen L , dat de lens opvangt en de gevoeligheid l van de fotocel reeds vastliggen, terwijl ook de versterking niet meer is te verbeteren met dit aantal versterkerbuizen, kan de afstand b tusschen lens en fotocel slechts worden vergroot, door het oppervlak der fotocel op te voeren. De fotocel vangt op:

$$l = \frac{A^2}{B^2} L = \frac{A^2 f^2}{b^2 V^2} L \text{ lumen,}$$

waaruit voor de grootst mogelijke afstand van de fotocel volgt:

$$b = \frac{f}{V} \cdot \sqrt{\frac{A^2 L}{l}}$$

De grootheid A^2 , het werkzame cel-oppervlak, is nu inderdaad nog op te voeren. Zet men nl. de fotocel in het brandpunt van een parabolische spiegel,

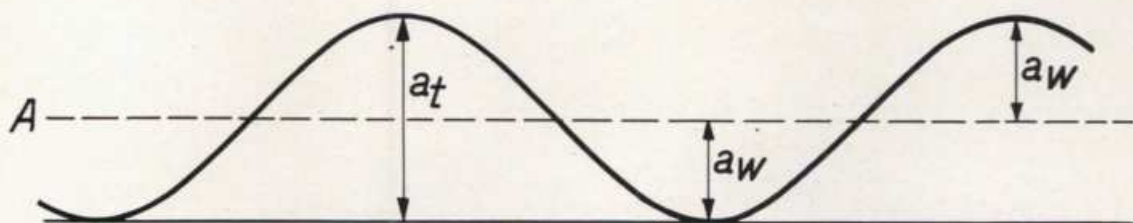


Fig. 8. Kromme, die aangeeft de intensiteit van het wissellicht als functie van de tijd. De gemiddelde waarde, voorgesteld door de lijn A , is a_w . De kromme a_t kan men zich samengesteld denken uit 2 componenten: een „gelijkstroomcomponent” ter waarde van a_w en een „wisselstroomcomponent” met amplitude a_w .

17356

dan wordt het werkzame oppervlak vergroot tot dat van deze spiegel. Bovenstaande grootheden hebben in onze installatie de navolgende waarden:

$$f = 25 \text{ cm},$$

$$V = 0,2 \text{ cm},$$

$$A^2 = 200 \text{ cm}^2,$$

$$L = 2,32 \text{ lumen (zooals in de inleiding werd opgemerkt),}$$

$$l = 0,00084 \text{ lumen,}$$

zoodat een beveiligingsweg beschikbaar is van:

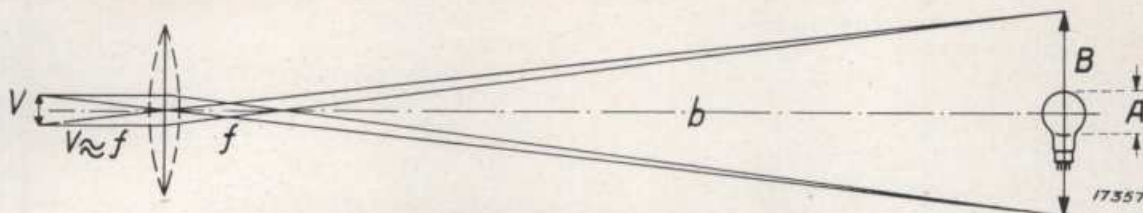


Fig. 9. Schema van de beeldvorming in het geval, dat de vensteropening A van de fotocel belangrijk kleiner is dan het beeld B van de gloeidraad.

$$b = \frac{25}{0,2} \sqrt{\frac{200 \cdot 2,32}{0,00084}} = 92800 \text{ cm}$$

voor infrarood licht.

In de praktijk wordt dit getal kleiner, omdat hier geen verliezen door absorptie aangenomen zijn. Bij een eenigszins intensief beveiligingssysteem zal nl. een ruim gebruik van spiegels worden gemaakt om bijv. de lichtbundel heen en weer te laten lopen. Verder waren reeds aanwezig de lens en de parabolische spiegel, allemaal voorwerpen, die glas bevatten en dus licht absorbeeren. Neemt men aan, dat vijf vlakke spiegels worden gebruikt en dat ieder optisch systeem 20% van het opvallende licht absorbeert, dan wordt de grootheid L vermenigvuldigd met een factor $(0,8)^5 = 0,21$, en dus:

$$b' = 92800 \sqrt{0,21} \approx 42500 \text{ cm},$$

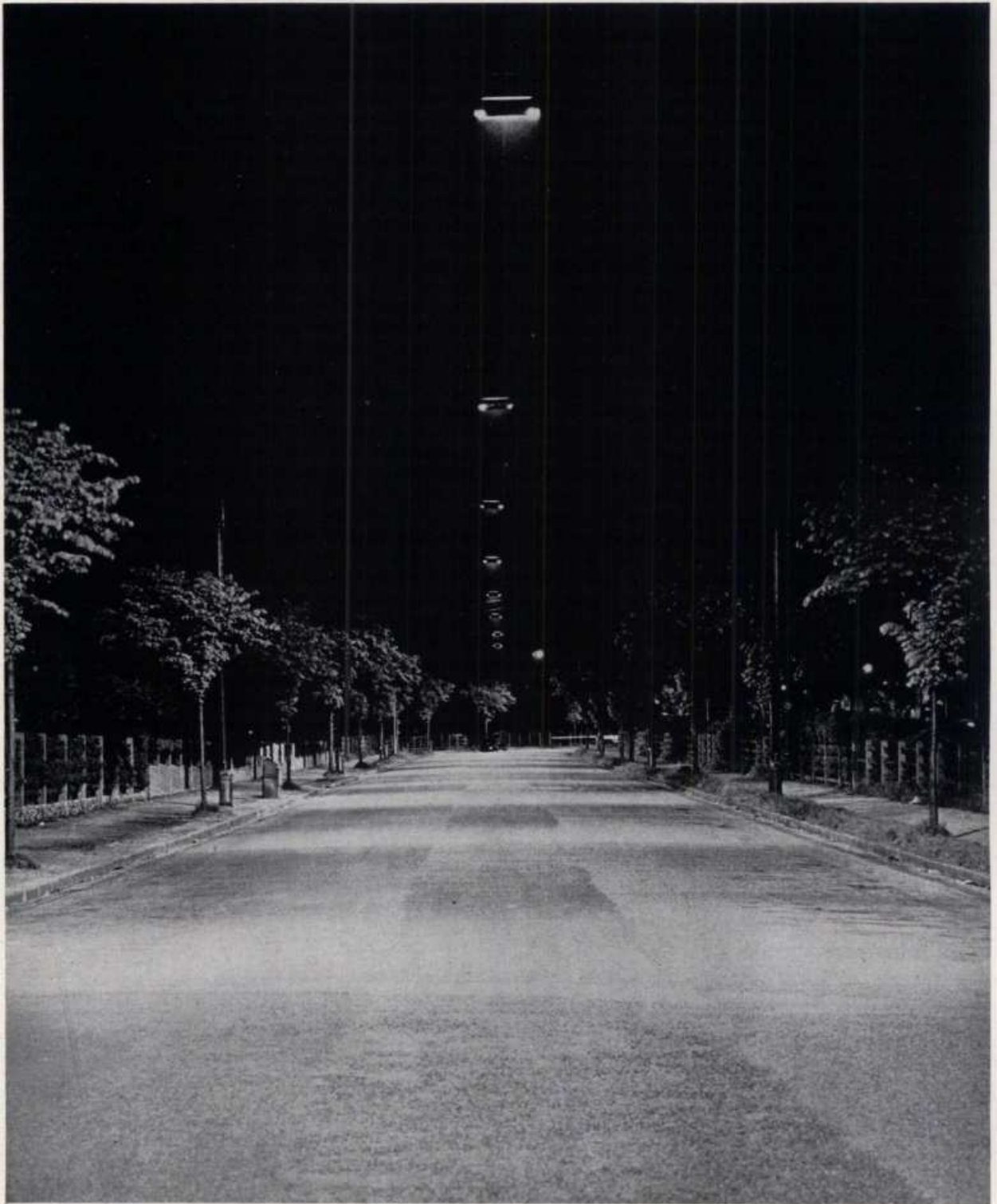
zoodat de afstand, die het apparaat in totaal kan beveiligen, 425 m bedraagt.

Voor- en nadeelen

Een bezwaar van alle installaties, die werken op het wisselstroomnet, is, dat de storingen hiervan onmiddellijk een loos alarm tengevolge hebben. Verder alarmeert het apparaat ook als een van de samenstellende deelen onklaar raakt; dit kan, naar gelang van het standpunt, dat men inneemt, echter

ook als een voordeel worden aangemerkt.

Het grootste en belangrijkste voordeel is het feit, dat de lichtbundel zelf een wisselende grootheid is, hetgeen niet onderschat moet worden. Een tweede, kleiner, voordeel is te danken aan de parabolische reflector aan het eind. Daar deze alle invallende stralen in zijn brandpunt concentreert, kan men een scherm plaatsen met een klein gaatje ter plaatse van het brandpunt zelf. Scheef invallende lichtstralen van buiten, bijv. van verlichting of van toevallig langs bewegende lichtbronnen, die zich naast het eigenlijke brandpunt concentreren, vallen dan niet in de fotocel, die nu tegen deze stralen afgeschermd kan worden. Hierdoor wordt het eventueel buiten werking stellen van het apparaat door een lichtbron met dezelfde eigenschappen zeer bemoeilijkt, doordat ook de richting, van waaruit het licht invalt, zeer nauwkeurig ingesteld moet worden.

DE NIEUWE NATRIUMVERLICHTING OP DE PURLEY WAY, CROYDON.

Eenige tijd geleden werd de uitgebreide natriumverlichting van de Purley Way, Croydon, in gebruik genomen. Op een stuk weg van ruim 6 km leveren 235 „Philora“-SO-150 W-lampen een verlichting van 3,5 kaars/m² onder de lampen en 2,5 kaars/m² halverwege daartusschen.

DE ELECTRONENMICROSCOOP ALS HULPMIDDEL BIJ METALLOGRAFISCH ONDERZOEK

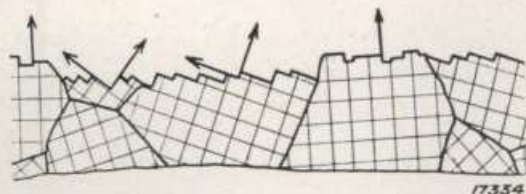
door W. G. BURGERS en J. J. A. PLOOS VAN AMSTEL.

Samenvatting. De kristalstructuur van een gloeiend metaaloppervlak kan door gebruik te maken van de thermische elektronenemissie van het metaal worden afgebeeld met behulp van een bundel kathodestralen. Tot dit doel moeten in een geschikt geconstrueerde kathodestraalbuis de door het metaaloppervlak uitgezonden elektronen onder invloed van elektrische of magnetische velden op een in de buis geplaatst fluorescentiescherm worden gefocuseerd.

Het artikel beschrijft een voor dit doel geschikte buis en bespreekt verder het activeeringsproces, waaraan het te onderzoeken metaal moet worden onderworpen om zijn elektronenemissie in die mate te versterken, dat deze voldoende is om tot „zichtbare” fluorescentie aanleiding te geven. Tenslotte wordt aangetoond, dat emissiebeeld en etsbeeld praktisch identiek zijn.

Zichtbaar maken der kristallijne structuur door etsen

De in de metallografie gebruikelijke methode om de kristallijne structuur van een metaaloppervlak zichtbaar te maken, bestaat hierin, dat het oppervlak van het te onderzoeken proefstuk gepolijst wordt en daarna „geëts” met een of ander geschikt chemisch reagens. Tengevolge van de anisotrope structuur der kristallieten worden deze door het etsmiddel niet gelijkmatig aangetast, doch zoo, dat bepaalde atoomvlakken sterker worden aangegrepen dan andere. Dientengevolge krijgt ieder kristalliet een trapvormig oppervlak, zooals *fig. 1*, die een doorsnede loodrecht op het geëtsde



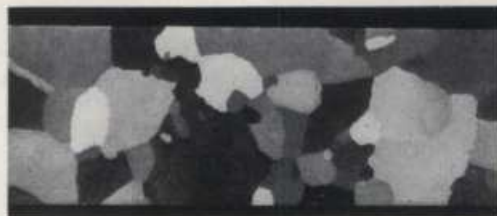
17334

Fig. 1. *) Terugkaatsing van opvallend licht door een geëtsd metaaloppervlak (schematisch). De figuur stelt een doorsnede loodrecht op het oppervlak van het geëtsde proefstuk voor. De dikgetrokken lijnen geven de grenzen der verschillende kristallieten aan, de dungetrokken lijnen de ligging van het atoom rooster in iedere kristalliet.

*) Deze figuur is ontleend aan G. Sachs, Z. Metallk. 17, 299, 1925.

oppervlak voorstelt, schematisch laat zien (de diepte der „treden” is van de orde van grootte van eenige mikrons). Aangezien de oriëntatie van het kristalrooster spronggewijze verandert bij overgang van het eene kristalliet naar het andere, is dit ook het geval met de „oriëntatie” van het geëtsde oppervlak. Valt hierop dus licht uit een bepaalde richting, dan zal dit door de verschillende kristallieten in verschillende richtingen worden teruggekaatsd, zoodat deze bij beschouwing uit een bepaalde rich-

ting een verschillende helderheid vertoonen. *Fig. 2* illustreert dit welbekende effect duidelijk voor een intensief (met fluorwaterstofzuur en koningswa-



17335

Fig. 2. Geëtsd aluminiumplaatje met groote kristallen ($\frac{1}{2}$ ware grootte).

ter) geëtsd aluminiumplaatje, dat uit een aantal betrekkelijk groote kristallen is opgebouwd.

Het is duidelijk, dat door etsen bij kamertemperatuur alleen de bij die temperatuur aanwezige kristallijne structuur zichtbaar wordt. Om een bij hogere temperatuur optredende structuur te bestudeeren zou het noodig zijn het proefstuk bij deze temperatuur te etsen. Ofschoon dit in principe mogelijk is¹⁾, brengt in het algemeen de methode van etsen onder deze omstandigheden moeilijkheden met zich mede.

Afbeelding der kristallijne structuur met behulp van een bundel kathodestralen

Zooals reeds in dit tijdschrift werd vermeld²⁾, heeft de ontwikkeling der techniek der kathodestraalbuizen een weg gewezen om door middel van elektronenstralen een beeld te verkrijgen van de kristallijne structuur van een metaaloppervlak bij hogere temperatuur. De mogelijkheid eener der-

¹⁾ Zoo werd bijv. in een onderzoek van A. E. van Arkel en P. Koets (Z. Phys. 41, 701, 1927) ijzer bij een temperatuur boven 900° C met chloorgas geëtsd.

²⁾ G. P. Ittmann, Philips techn. T. 1, 33, 1936.

gelijke, zg. „electronenoptische” afbeelding berust op de beide volgende fundamentele factoren:

a) de thermische electronenemissie van metalen varieert met de samenstelling der metallische phase en bij een bepaald metaalkristal met het kristalroostervlak, waardoor de electronen uittreden (dit laatste geldt in het bijzonder ná activeering; zie later).

b) indien een electronen-emitterend oppervlak van geschikte vorm als „kathode” in een vacuumbuis gebruikt wordt, kunnen door toepassing van

dit laatste deel uit van het te onderzoeken metalen proefstuk, dan zullen de verschillende kristallieten, als gevolg van hun hierboven beschreven verschil in emissie, zich op het fluorescentiescherm door verschillen in helderheid onderscheiden: diens-tengevolge ontstaat een „emissiebeeld”, dat groote overeenkomst met het etsbeeld vertoont.

De hierboven geschetste principieele mogelijkheid van metallografisch onderzoek langs electronenoptischen weg is het eerst naar voren gekomen in het werk van Brüche en zijn medewerkers in het laboratorium der A.E.G.³⁾. Ook in dit

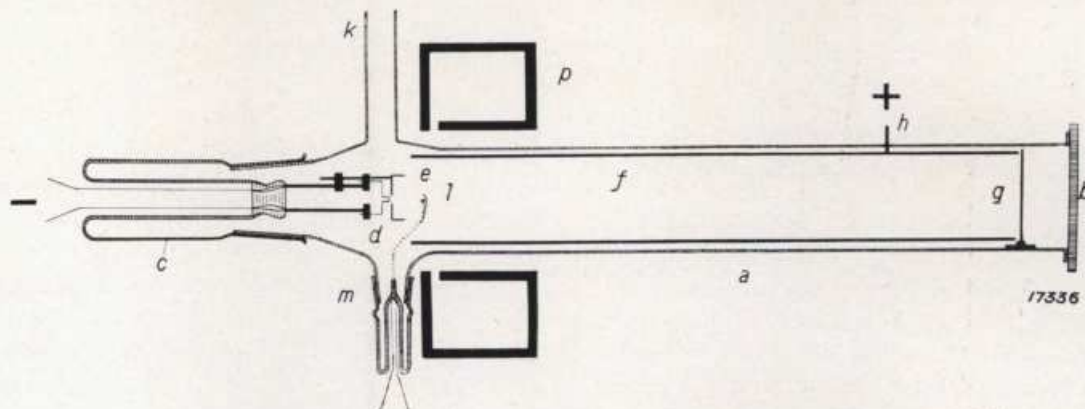


Fig. 3. Kathodestraalbuis met magnetische focusseering voor het onderzoek van metaaloppervlakken. *a* cylindervormige glazen buis (lengte ong. 45 cm, diameter ong. 6 cm); *b* vlakke glazen plaat; *c* slijpstuk, waarin de kathode gemonteerd is; *d* kathode, bestaande uit een gewalst bandje van het te onderzoeken metaal; *e* messingkapje vóór de kathode; *f* anode, bestaande uit een wijde messing sylinder; *g* fluorescentiescherm; *h* anodecontact; *k* verbindingsbuis met vacuumpomp; *l* wolframspiraal ter bedamping van kathode met activeerende laag; *m* slijpstuk; *p* in weekijzeren mantel gekapselde magneetspoel (binnendiameter ong. 8 cm, buitendiameter ong. 20 cm, hoogte ong. 6 cm).

eveneens geschikt gekozen elektrische en (of) magnetische velden de banen der door het oppervlak uitgezonden electronen zoo worden beïnvloed, dat alle electronen, die van één punt van dit oppervlak uitgaan, practisch in één punt van een op zekeren afstand gelegen vlak in de vacuumbuis samenkomen. Op een in dit „beeldvlak” geplaatst fluoresceerend scherm zal de helderheidsverdeling der fluorescentie punt voor punt beantwoorden aan de intensiteitsverdeling der emissie over het kathodeoppervlak. Zooals uit het geciteerde artikel in dit tijdschrift duidelijk zal zijn, kunnen de elektrische en magnetische velden zoo worden gekozen, dat het fluorescentiebeeld t.o.v. het emitterende kathodeoppervlak hetzij verkleind, hetzij vergroot is. Terwijl het eerstgenoemde geval wordt toegepast in de eigenlijke kathodestraalbuizen voor oscillograafdoeleinden, waar een zoo klein mogelijke fluorescentievlek vereischt is, wordt van de laatstgenoemde mogelijkheid gebruik gemaakt in de „electronenmicroscop” om een zoo groot mogelijke afbeelding van het kathodeoppervlak te verkrijgen. Maakt

laboratorium werden eenige onderzoekingen in deze richting uitgevoerd⁴⁾. In twee artikelen zullen enkele resultaten hiervan worden meegedeeld, met de bedoeling een indruk te geven van wat op dit gebied is bereikt. In het onderhavige eerste artikel wordt voornamelijk de gevolgde experimenteele methode beschreven, terwijl in het tweede een bepaalde toepassing meer uitvoerig zal worden besproken.

Experimenteele methodiek

De experimenteele methodiek laat zich splitsen in twee gedeelten:

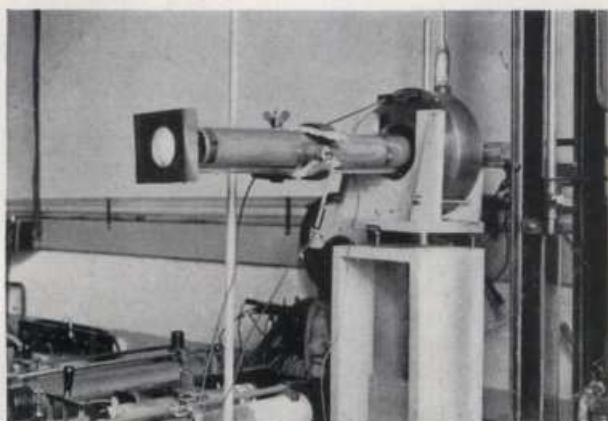
- de constructie der kathodestraalbuis,
- het prepareren van het als kathode te gebruiken metaaloppervlak.

³⁾ Zie in het bijzonder het boek van E. Brüche en O. Scherzer, *Geometrische Elektronenoptik* (Julius Springer, Berlin, 1934). Eenige nieuwe onderzoekingen van deze zijde worden in de loop van dit en een volgend artikel nog vermeld.

⁴⁾ W. G. Burgers en J. J. A. Ploos van Amstel, *Nature* 136, 721, 1935.

Constructie der kathodestraalbuis

Deze is afhankelijk van de vergrooting, welke men wil bereiken. Bij de betrekkelijk geringe door ons toegepaste vergrooting (15 tot 25 maal lineair) is het gemakkelijk een kathodestraalbuis te gebruiken met magnetische focusseering. Gegevens omtrent de constructie van dergelijke buizen zijn gepubliceerd door verschillende onderzoekers⁶⁾. De door ons gebruikte buis, welke schematisch is weergegeven in fig. 3, vertoont hiermede groote overeenkomst. Ze bestaat uit een ongeveer 45 cm lange en 6 cm wijde glazen cylinder *a*, welke aan eene zijde afgesloten is met een vlakken glazen plaat *b*. Aan de andere zijde brengt een slijpstuk de verbinding tot stand met een lampvoet *c*, waarin het als kathode te gebruiken metalen proefstukje *d* is gemonteerd, dat aan twee nikkelpolen verstelbaar bevestigd is. Een der nikkelpolen draagt een messing kapje *e*, hetwelk in het midden van een opening is voorzien. Als anode fungeert een messing cylinder *f*, welke in de glazen cylinder *a* ligt. Aan het einde hiervan bevindt zich het fluorescentie-



17557

Fig. 4. Experimenteele opstelling. Kathodestraalbuis, kijkvenster en gekapselde magneetspoel zijn duidelijk te herkennen.

scherm *g*, in de meeste gevallen (met het oog op het maken van fotografische opnamen) bedekt met het blauw fluoresceerende calciumwolframaat. De anode is bij *h* naar buiten doorgevoerd. De buis *k* leidt naar de vacuumpomp. Door middel van een in een lampvoetje gemonteerde wolframspiraals *l* kan ter activeering der kathode een of andere verbinding bijv. bariumcarbonaat (eventueel onder ontleding) op de kathode worden neergeslagen. Het slijpstuk *m* maakt het mogelijk na afloop hiervan de spiraal 90° naar voren of achteren te draaien, zoodat ze zich niet meer (als in de

teekening) tusschen kathode en fluorescentiescherm bevindt. Tenslotte stelt *p* een magneetspoel voor, welke als „electronenlens” dienst doet, en volgens Ruska en Knoll op een enkele mm smalle spleet na, geheel bekleed is met een ongeveer 1/2 cm dikke weekijzeren mantel⁶⁾. Fig. 4 geeft een overzicht der werkelijke opstelling, waarop de kathodestraalbuis en de „magneetlens” duidelijk zijn te herkennen. Met een dergelijke buis kunnen gemakkelijk, indien de kathode in de voor emissie gunstige toestand is gebracht, zeer weinig vervormde beelden worden verkregen. Vanzelfsprekend moet hiertoe bij aanleggen van een gegeven spanning op de anode (de kathode was steeds geaard) de stroom door de magneetspoel zoo worden gekozen, dat scherpe focusseering der stralen op het fluorescentiescherm optreedt. De gunstigste waarden van de stroom door de magneetspoel en de spanning op de anode hangen daarbij af van het emitterend vermogen der kathode, en verder van de onderlinge stand (verg. fig. 3) van kathodeoppervlak *d*, messing kapje *e*, magneetspoel *p*, messing anode *f* en fluorescentiescherm *g*. De door ons gebruikte spanningen varieerden van ong. 3000 tot 6000 volt bij ongeveer 1 ampere stroomsterkte door de magneetspoel (2000 ampere-windingen).

Het spreekt vanzelf, dat een voldoende constantheid van de spanningen op de anode en van de stroom door de magneetspoel vereischt wordt voor het verkrijgen van een scherp beeld; het eerste bereikt men met een geschikt geconstrueerd plaatspanningsapparaat⁷⁾, het tweede door middel van een accubatterij. Tenslotte is duidelijk, dat ook mechanische trillingen der kathodestraalbuis moeten worden vermeden.

Prepareeren van het te onderzoeken metaaloppervlak

Vorm der kathode

Voor het verkrijgen van een scherp fluorescentiebeeld is het noodzakelijk, dat de electronen, welke van het oppervlak der kathode uitgaan, in een plat vlak (nl. dat van het fluorescentiescherm) worden gefocusseerd. Dientengevolge moet het kathode-

⁶⁾ E. Ruska en M. Knoll, Z. techn. Phys. 12, 448, 1931. Hierdoor wordt verkregen, dat het magnetveld zooveel mogelijk in één plat vlak loodrecht op de as der kathodestraalbuis wordt geconcentreerd, hetgeen ten gevolge heeft, dat voor eenzelfde „brekende werking” een kleiner aantal ampere-windingen vereischt wordt: verg. ook M. Knoll en E. Ruska, Z. Phys. 78, 318, 1932.

⁷⁾ Het door ons gebruikte plaatspanningsapparaat had een vermogen van maximaal 20 watt. De afgenomen energie bedroeg echter aanzienlijk minder, aangezien de totale anodestroom normalerwijze < 0,1 milliamp. was.

⁵⁾ M. Knoll, F. G. Houtermans en W. Schulze, Z. Phys. 78, 340, 1932. J. Pohl, Z. techn. Phys. 15, 579, 1934.

oppervlak zelf ook vlak zijn en bovendien evenwijdig aan het fluorescentiescherm, dus loodrecht op de as der buis, verlopen. In verband hiermede gebruikten wij het te onderzoeken metaal in de vorm van een gewalst bandje van ongeveer 2,5 mm breedte en 0,1 mm dikte, hetwelk een vorm had als aangegeven bij *d* in fig. 3; alleen het voorste gedeelte (een vierkantje met zijde van 2,5 mm lengte) vormde het eigenlijk af te beelden kathodeoppervlak. Dit wordt gepolijst⁸⁾ en loodrecht op de as der buis vlak achter de ong. 5 mm wijde opening in het messing kapje *e* opgesteld.

Activeeren der kathode

In het algemeen is de electronenemissie van metalen bij temperaturen, waarbij metallografische waarneming belangrijk is (bijv. in verband met eventuele omzettingsprocessen), veel te gering om aanleiding te geven tot fluorescentiebeelden van voldoende sterkte voor visuele of fotografische waarneming. Het is dientengevolge noodzakelijk het te onderzoeken metaaloppervlak te „activeeren”, d.w.z. zijn electronen-emitterend vermogen te vergroten. Dit kan tot stand worden gebracht door het te bedekken met een laag electropositieve atomen, zooals barium, strontium of caesium. Zooals bekend, moet de werking eener dergelijke atoomlaag worden toegeschreven aan de invloed der elektrische dubbellaag op het metaaloppervlak, tengevolge waarvan de energie wordt verminderd⁹⁾, die voor het verwijderen van een electron uit het metaal vereischt is.

Door een dergelijk activeeringsproces wordt de emissie van het metaal als geheel zeer sterk verhoogd. Afgezien hiervan kan echter ook veelal een verhoogd contrast van het emissiebeeld optreden, aangezien de verschillende kristalroostervlakken verschillende hoeveelheden electropositieve atomen adsorberen en hierdoor het onderscheid in hun emissievermogen kan worden versterkt.

De activeering kan op verschillende wijzen tot stand worden gebracht, bijv. door het metaaloppervlak te bestrijken met een waterige oplossing van bariumazide of (met behulp van het daartoe met barium- of strontiumcarbonaat bedekte wolframspiraaltje *l* in fig. 3) te bedampen met metallisch barium of strontium of met de oxyden dezer metalen, en het daarna te onderwerpen aan een bepaalde, veelal ingewikkelde gloeibehandeling, waar-

bij in het algemeen wordt gegloeid op verschillende temperaturen, al of niet onder gelijktijdig aanleggen der anodespanning.

De keuze van de activator wordt mede bepaald door de temperatuur, waarbij men een structuurbeeld wenscht waar

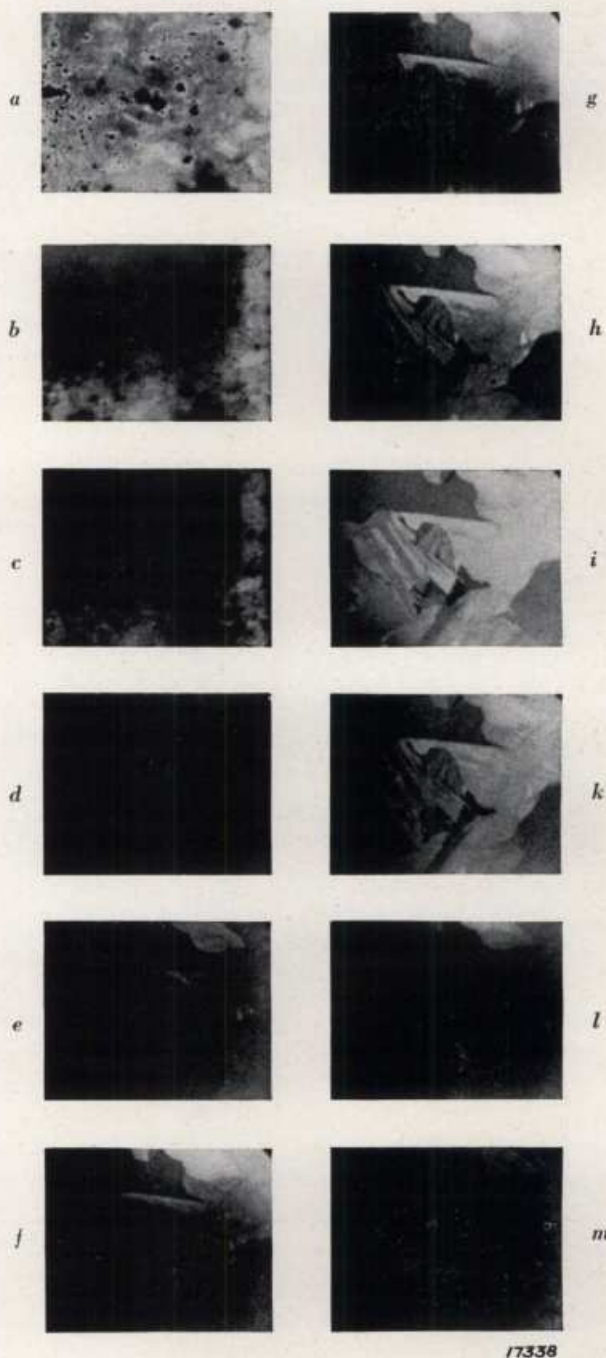


Fig. 5. Ontstaan en verdwijnen van het kristalstructuurbeeld bij de activeering van een ijzerbandje met strontiumcarbonaat.

- a*: onmiddellijk na het bedampen is de kathode bedekt met een betrekkelijk dikke activeerende laag (strontium of strontiumoxyd);
b tot *d*: bij hoog verhitten verdwijnt de activeerende laag en neemt de emissie af.
d tot *i*: de temperatuur wordt nu verlaagd; het kristalstructuurbeeld ontstaat
k tot *m*: bij opnieuw opvoeren der temperatuur verdwijnt ook dit beeld.

⁸⁾ Oneffenheden van het oppervlak (ook t.g.v. diep etsen), welke de potentiaalverdeling in de onmiddellijke omgeving van de kathode beïnvloeden, bemoeilijken de focuserende werking der elektrische en magnetische velden en moeten worden vermeden.

⁹⁾ Vergelijk bijv. J. H. de Boer, *Electron emission and adsorption phenomena* (Cambridge 1935).

te nemen. Is deze relatief hoog, dan moet worden gezocht naar een activeerende atoomlaag, welke bij deze temperatuur niet te snel van het oppervlak der kathode afdampt. Bij lage temperaturen waarnemend, moet men tot activeering met de sterkst electropositieve atomen overgaan: zoo zijn door Schenk¹⁰⁾ reeds bij 400 °C goede resultaten verkregen met caesium. De electronenemissie van een metaal kan ook worden verkregen langs foto-electrische weg door bestraling met ultraviolet licht. Volgens deze methode zijn zelfs kristalstructuurbeelden bij kamertemperatuur zichtbaar gemaakt¹¹⁾.

De in fig. 5 weergegeven reeks foto's moge dienen om een beeld te geven van wat bij een bepaalde uitvoering van het activeeringsproces wordt waargenomen. Zij hebben betrekking op een met strontiumcarbonaat geactiveerd ijzerbandje en zijn verkregen door het op het fluorescentiescherm (fig. 3; g) zichtbare beeld op verschillende momenten van het activeeringsproces te fotografeeren¹²⁾.

Onmiddellijk na het opdampen wordt bij betrekkelijk lage gloeitemperatuur (ca. 800-900 °C) van het bandje een meer of minder gelijkmatige emissie waargenomen (a), welke geen kristallijne structuur laat herkennen. De temperatuur wordt nu verhoogd (tot bijv. 1100 °C), waarbij de emissie langzamerhand (b en c) afneemt om tenslotte¹³⁾ praktisch geheel te verdwijnen (d). Nu wordt de temperatuur der kathode weer verlaagd, waarbij (e tot i) de emissie terugkomt: men krijgt de indruk, dat deze zich als het ware over het oppervlak verbreidt.

De emissie, welke nu ontstaat, is duidelijk verschillend in verschillende deelen van de kathode en beantwoordt aan de kristallijne structuur van het kathodeoppervlak. Dat dit het geval is, blijkt uit fig. 6, welke eenzijdig (a) een dergelijk emissiebeeld laat zien, anderzijds (b) het etsbeeld, dat verkregen is door ná het opkomen van het emissie-

beeld het ijzerbandje uit de kathodestraalbuis te nemen en te etsen; emissie- en etsbeeld blijken praktisch identiek te zijn. Kleine verschillen kunnen daaraan worden toegeschreven, dat het emissiebeeld aan de uiterste oppervlaktelaag van het ijzerbandje beantwoordt, terwijl het etsbeeld met een meer naar binnen gelegen doorsnede overeenkomt.

Het bovenbeschreven activeeringsproces kan misschien op de volgende wijze verklaard worden. Onmiddellijk na het opdampen is het ijzerbandje met een betrekkelijk dikke laag strontium of strontiumoxyde bedekt, en hebben wij te maken met de emissie van deze laag. Bij de daarop volgende temperatuursverhoging verdwijnt deze van het metaaloppervlak, eenzijdig tengevolge van verdamping, anderzijds (eventueel na reductie van het oxyd door het ijzer) door diffusie naar binnen: de emissie neemt dus af tot die van het ijzer zelf, d.w.z. ze verdwijnt praktisch, aangezien de emissie van ijzer bij 1100 °C zeer gering is. Wordt nu de temperatuur verlaagd, dan neemt de snelheid, waarmee strontium vanaf het ijzeroppervlak verdampst, sterker af dan de diffusiesnelheid van strontium in ijzer. Bij een voldoende verlaging der temperatuur wint de diffusie het dan van de verdamping, zoodat de metaallaag zich op het oppervlak kan vormen. Bij opnieuw opvoeren der temperatuur verdampst ook deze laag, en neemt de emissie weer af, zooals de foto's k tot m in fig. 5 laten zien¹⁴⁾.

Zichtbaar maken van kristalgrenzen

In de in fig. 5 en 6 gereproduceerde emissiebeelden is de emissie voor verschillende kristallieten verschillend. In bepaalde gevallen kan echter ook een beeld (vgl. fig. 7a) verkregen worden,

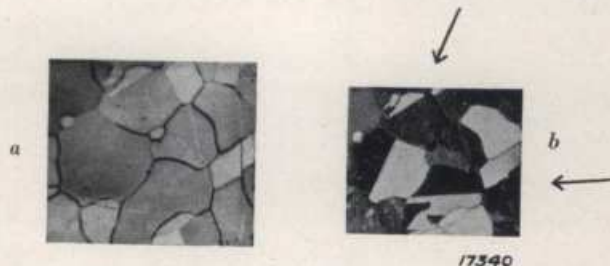


Fig. 7. Emissiebeeld a (bij 1100 °C) en etsbeeld b (bij kamertemperatuur) van nikkelijzer: In het emissiebeeld tekenen zich de eigenlijke kristallietgrenzen duidelijk af, de (in het etsbeeld met pijltjes aangeduide) rechte zg. „tweelingsgrenzen” zijn ternauwernood te herkennen.

waarin zich alleen de grenzen der kristallieten duidelijk afteekenen. Een dergelijk beeld kan in het bijzonder waargenomen worden bij het verhitten van kathodes, die nog met een zoo dikke activeerende laag bedekt zijn, dat de emissie aan die van de laag, en niet aan die van het onderliggende metaal, beantwoordt. Ten gevolge van het feit, dat aan de grenzen van de kristallieten veelal de in het metaal eventueel aanwezige bijmengselen zijn opgehoopt, is het mogelijk, dat de activeerende

¹⁴⁾ Volgens bovenstaande poging tot verklaring vertoont het hier beschreven activeeringsproces groote analogie met hetgeen bij activeeren van thoriumoxydhoudend wolfram wordt waargenomen, zie: E. Brüche en H. Mahl, Z. techn. Phys. 16, 623, 1935.



Fig. 6. Kristalstructuurbeeld van ijzer (vergrooting ongeveer 20 maal): identiteit van emissiebeeld a (bij 880 °C) en etsbeeld b (bij 20 °C).

¹⁰⁾ E. Schenk, Z. Phys. 98, 753, 1935.

¹¹⁾ J. Pohl, Z. techn. Phys. 15, 579, 1934.

H. Mahl en J. Pohl, ibid, 16, 219, 1935.

¹²⁾ Hiertoe was voor de glasplaat b een normaal filmcamera opgesteld, waarmee bij belichtingstijden van 1 tot 2 sec opnamen gemaakt werden.

¹³⁾ Hierbij kan een voorbijgaande toename der emissie optreden: voor dergelijke bijzonderheden van het activeeringsproces moet worden verwezen naar een in Physica te verschijnen publicatie.

laag zich boven deze grenzen in een andere toestand bevindt (bijv. ter plaatse chemisch reageert of sneller verdampt) dan boven de kristallieten zelve, en dat zoo een verschil in emissie tot stand komt¹⁵⁾. Fig. 7a vertoont een dergelijk emissiebeeld van nikkelijzer bij een temperatuur van ca. 700° C (dit werd eveneens in de vorm van een dun gewalst bandje gegloeid). Fig. 7b laat het etsbeeld zien, dat werd verkregen door het bandje na het electronenoptisch onderzoek te etsen met zoutzuur en pikrinezuur. Het etsbeeld vertoont naast onregelmatig verloopende, ook (in het verlengde

der pijltjes) volkomen rechte scheidelijnen: dit zijn zg. tweelingsgrenzen, d.w.z. zij scheiden twee kristalroostergebieden, welke in tweelingsstand t.o.v. elkaar georiënteerd zijn. Deze grenzen zijn dientengevolge geheel verschillend van normale kristalgrenzen, langs welke zooals reeds gezegd bijv. bijmengselen of onzuiverheden opgehoopt kunnen liggen. Het is nu merkwaardig, dat het verschillend karakter van deze twee soorten scheidelijnen in de electronenoptische afbeelding duidelijk tot uiting komt. Terwijl de normale kristalgrenzen zich zeer donker (weinig emissie) afteekenen, zijn de tweelingsgrenzen slechts ternauwernood te herkennen tengevolge van een klein verschil in emissie der aan elkaar grenzende kristalgebieden.

¹⁵⁾ Een algemeene verklaring van het verschijnsel is, naar wij meenen, nog niet gegeven. Men vergelijkte bijv. E. Brüche, Z. Phys. 98, 77, 1935.

OVERZICHT VAN RECENTE, WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

No. 1098: J. H. van der Tuuk: Moderne Röntgentechniek (Ned. T. Natuurk. 3, 129 tot 140, Mei 1936).

In dit artikel worden de belangrijkste punten aangestipt uit de ontwikkelingsgang der röntgentechniek in de laatste tientallen jaren. Eischen worden besproken, waaraan resp. diagnostiek- en therapiebuizen moeten voldoen.

No. 1099: F. M. Penning: De beweging van electronen in een homogeen electrisch en homogeen magnetisch veld. Ned. T. Natuurk. 3, 141 tot 154, Mei 1936).

De schrijver behandelt de bewegingsvergelijkingen van een electron onder invloed van een homogeen electrisch en een homogeen magnetisch veld. Dienen twee lange, evenwijdige platen als kathode en anode en maakt het magnetische veld minstens een kleine hoek φ met deze platen, dan zal een gedeelte van de door het magneetveld afgebogen electronen niet op de kathode terugkeeren. Voor eenige bijzondere gevallen wordt deze hoek φ berekend uit de magnetische veldsterkte, de electrische veldsterkte en de componenten der uittreesnelheden. De uitkomsten worden toegepast op gasontladingen onder zeer lage druk in een magneetveld.

No. 1100: J. L. Snoek: Action of an alternating magnetic field on disks made

of magnetic steel (Physica 3, 361 tot 370, Juni 1936).

De schrijver heeft waargenomen, dat kleine schijfjes van magneetstaal, die draaibaar zijn geplaatst in een magneetveld evenwijdig aan hun vlak, ook bij uiterst geringe aanvangssnelheden een versnellend koppel ondervinden, waardoor zij tenslotte synchroon met een wisselveld van 50 per/sec gaan ronddraaien. Dit verschijnsel van labiliteit vindt zijn oorzaak in ferromagnetische hysteresis en treedt op, wanneer de amplitude van de magnetische veldsterkte van dezelfde orde van grootte is als de coërcitiefkracht. De afgeleide formules worden quantitatief bevestigd. Ook bij 500 per/sec treedt deze labiliteit nog op.

No. 1101: Balth. van der Pol: On potential and wave functions in n dimensions (Physica 3, 385 tot 392, Juni 1936).

Op analoge wijze als men uit een oplossing der golfvergelijking in $n + 1$ dimensies, door deze onafhankelijk te maken van één der dimensies, een oplossing van het n -dimensionale probleem kan genereeren („méthode de descente” van Hadamard), is het ook mogelijk deze te verkrijgen, uitgaande van de oplossingen van het probleem in $n - 1$ dimensies („méthode de montée”). Op een eenvoudige wijze verkrijgt men zoo de klassieke potentiaal- en golf functies in drie dimensies

van Wittaker in een gegeneraliseerde vorm. Tevens een uitbreiding hiervan tot n dimensies. De gevonden integraal-uitdrukkingen omvatten bovendien Hankelfuncties en bolfuncties der tweede soort.

- No. 1102: Balth. vander Pol: A generalization of Maxwell's definition of solid harmonics to waves in n dimensions (Physica 3, 393 tot 397, Juni 1936).

Een door Maxwell met behulp van bolfuncties gegeven oplossing der potentiaalvergelijking in 3 dimensies wordt gegeneraliseerd voor n dimensies, en ook voor de golfvergelijking door analoge oplossingen af te leiden, waarin functies van Bessel en Gegenbauer voorkomen.

- No. 1103: J. F. H. Custers und J. H. de Boer: Die Lichtabsorption des adsorbierten Paranitrophenols (Physica 3, 407 tot 417, Juni 1936).

Evenals vroeger reeds werd vastgesteld bij de adsorptie van paranitrophenol aan CaF_2 , geschiedt ook de adsorptie aan een BaF_2 -oppervlak in twee verschillende lagen. De moleculen van de onderste laag worden electrostatisch met hun OH-dipolen aan de fluoorionen van het oppervlak gebonden. Zij hebben een absorptie-spectrum, dat ten opzichte van dat van zuiver paranitrophenol sterk naar de roode zijde is verschoven, en wel bij BaF_2 nog sterker dan bij CaF_2 . De moleculen van de bovenste laag worden aan de moleculen der onderste laag gebonden door adsorptiekrachten volgens Van der Waals. Hun absorptiespectrum is ook wat veranderd en vertoont een verschuiving naar de roode zijde, die afneemt bij toenemende dichtheid der bezetting van het oppervlak.

- No. 1104: J. L. Snoek: Magnetic and electrical properties of the binary systems $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ (Physica 3, 463 tot 483, Juni 1936).

De binaire systemen $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, bestaande uit ferrioxijde met ferro-, mangaan-, cupri-, nikkel- of magnesiumoxyde, werden magnetisch en electrisch onderzocht. Naast de twee bekende methoden om een homogene phase van een tweefasensysteem te onderscheiden, werd als derde methode de bepaling gebruikt van de ontmagnetisatiecoëfficiënt uit de zg. ideale kromme. Op deze wijze zijn uiterst kleine hoeveelheden van een tweede, onmagnetische component gemakkelijk aan te toonen. Als door te kleine energieverschillen de ontmenging slechts

uiterst langzaam gebeurt, dan is deze methode van veel belang (nikkel- en magnesiumferriet). Te dicht bij het Curie punt (mangaanferriet) zijn de conclusies uit de metingen niet éénduidig en wordt de methode derhalve onbruikbaar. De resultaten stemden overeen met hetgeen uit röntgendiagrammen was af te leiden.

- No. 1105: W. Elenbaas: Übergang der laminaren in turbulente Konvektionsströmung im Hochdruckentladungsröhre (Physica 3, 484 tot 490, Juni 1936).

Wanneer de druk of de diameter van een hooge druk kwikontlading boven een bepaald bedrag komt, dan wordt de ontlading onstabiel. Het blijkt, dat de convectiestroom, die eerst laminair was, dan turbulent is geworden. Voor diameters groter dan 10 mm beantwoordt de hoeveelheid kwik per cm buislengte, waarbij de onstabielheid optreedt, als functie van de doorsnede aan de gelijkvormigheidswetten voor turbulentie. Het hieruit berekende getal van Reynolds is van de orde van grootte 1000, wat er op wijst, dat het verschijnsel inderdaad door turbulentie van de convectiestroom wordt veroorzaakt.

- No. 1106: A. A. Kruithof and F. M. Penning: Determination of the Townsend ionization coefficient α for argon (Physica 3, 515 tot 533, Juni 1936).

Voor het bepalen van de ionisatiecoëfficiënt α van Townsend is een nieuw apparaat geconstrueerd, dat bij hooge temperatuur kan worden ontgast, terwijl het mechanisme voor het verplaatsen van de kathode zich buiten de buis bevindt. Voor waarden van het quotiënt van de electrische veldsterkte in V/cm en de gasdruk in mm kwik (gereduceerd op 0°C) gelegen tusschen 5 en 400 werd de ionisatiecoëfficiënt α van zuiver argon bepaald. Bij kleine waarden van dit quotiënt worden voor α waarden gevonden, die ongeveer 500 maal zoo klein zijn, als door Ayres wordt opgegeven.

- No. 1107: F. M. Penning: Verzögerungen bei der Zündung von gasgefüllten Photozellen im Dunkeln (Physica 3, 563 tot 568, Juni 1936).

De zelfstandige ontlading begint in het donker in bepaalde met gas gevulde foto-electrische cellen, slechts met een zekere vertraging, die van de ge-

bruikte spanning afhangt. Een zeer kleine verlichting vermindert die vertraging belangrijk. Ten gevolge van de thermische emissie der kathode vloeit in de fotocel reeds een stroom bij spanningen, lager dan de ontsteekspanning. Deze stroom heeft een eigenaardig discontinue karakteristiek, die is toe te schrijven aan het venster van de cel, dat fungeert als een derde electrode met een groote coëfficiënt van secundaire emissie. Als voldoende wordt gelet op de voorafgaande ontlading, dan blijkt de duur der vertraging af te nemen met toenemende temperatuur der fotocel.

No. 1108: E. J. W. Verwey and J. H. de Boer: Molecular energy of alkali halides (Rec. Trav. chim. Pays Bas 55, 431 tot 442, Juni 1936).

De rooster-energieën der alkali-halogeniden en de dissociatie-energieën der alkalihalogenide-moleculen in ionen zijn opnieuw berekend, waarbij de waarden van Mayer en Helmholtz werden gecorrigeerd met de later door Mayer aangegeven betere schatting der krachten volgens van der Waals en London. De electronen-affiniteiten worden dan resp.: F⁻ 92,2; Cl⁻ 83,0; Br⁻ 77,2 en J⁻ 69,9 kg cal. De dissociatie-energieën der moleculen, die volgen uit rooster- en sublimatie-energie, worden vergeleken met verschillende waarden, die uit molecuul-modellen zijn afgeleid (Preis, Born en Heisenberg). In plaats van de machtswet wordt de exponentiaalwet voor de afstooting gebruikt bij de berekening der dissociatie-energie, waarbij ook met de polarisatie-energie rekening is gehouden. Als men slechts de zes on-

middellijk er omheen gelegen ionen bij de berekening in aanmerking neemt, wordt deze veel eenvoudiger, terwijl de resultaten slechts weinig afwijken. Bij moleculen met kleinere kernafstanden ($\leq 2 \text{ \AA}$) komen belangrijke afwijkingen van de exponentiaalwet der afstooting (met constante ρ) voor den dag. De berekende bijdragen van de polarisatie-energie tot de binding zijn bij de veronderstelling van homogene velden en constante polariseerbaarheid overeenkomstig de verwachting eenige kgcal te hoog.

No. 1109: J. H. de Boer and E. J. W. Verwey: Energy and structure of the molecules of the alkaline earth oxides (Rec. Trav. chim. Pays Bas 55, 443 tot 450, Juni 1936).

Met behulp van de exponentiële afstootingswet volgens Born en Mayer worden de rooster-energieën der oxyden BeO, MgO, CaO, SrO en BaO opnieuw berekend. Hierbij werd voor de electronen-affiniteit van zuurstof ($\text{O} \rightarrow \text{O}^{2-}$) -173 kgcal per gramatoom gevonden. Evenals voor de alkalihalogeniden gebeurde, worden de molecuul-energieën dezer oxyden berekend. De voor ionenmoleculen berekende waarden blijven belangrijk onder de getallen, die uit rooster- en sublimatie-energie volgen. Dit wijst op een sterke invloed der homöopolaire binding op de bindingsenergie. Ook uit andere overwegingen volgt, dat ofschoon de aard-alkalioxyden ongetwijfeld ionenroosters vormen, zij toch in damptoestand een overwegend homöopolaire valentie hebben en dan atomenmoleculen vormen.